


Google


SIGILLUM ACADEMIAE HARVARDIANAE IN NOV ANG
CHRISTO ET ECCLESIAE
VE
RI
TAS

JOURNAL
DE PHYSIQUE
THÉORIQUE ET APPLIQUÉE.

TOURS. — IMPRIMERIE DESLIS FRÈRES.

JOURNAL
DE PHYSIQUE
THÉORIQUE ET APPLIQUÉE,

FONDÉ

PAR J.-CH. D'ALMEIDA

ET PUBLIÉ PAR

MM. E. BOUTY, P. CURIE, G. LIPPMANN, E. MASCART
L. POINCARÉ,

ET

MM. B. BRUNHES, M. LAMOTTE et G. SAGNAC,
adjoints à la rédaction,

AVEC LA COLLABORATION

D'UN GRAND NOMBRE DE PROFESSEURS ET DE PHYSICIENS.

QUATRIÈME SÉRIE

TOME V. — ANNÉE 1906.

PARIS,
AU BUREAU DU JOURNAL DE PHYSIQUE,
119 *bis*, RUE NOTRE-DAME-DES-CHAMPS (6e).

1906

Ce Recueil paraît chaque mois.

Title Page

JOURNAL
DE PHYSIQUE
THÉORIQUE ET APPLIQUÉE,

FONDÉ

PAR J.-CH. D'ALMEIDA

ET PUBLIÉ PAR

MM. E. BOUTY, P. CURIE, G. LIPPMANN, E. MASCART,
L. POINCARÉ,

ET

MM. B. BRUNHES, M. LAMOTTE et G. SAGNAC,
adjoints à la rédaction,

AVEC LA COLLABORATION

D'UN GRAND NOMBRE DE PROFESSEURS ET DE PHYSICIENS.

QUATRIÈME SÉRIE.

TOME V. — JANVIER 1906.

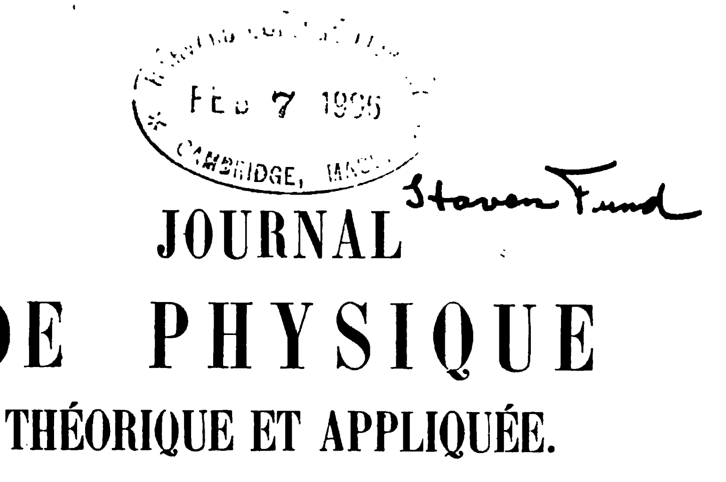
(*Clos le 15 Décembre.*)

PARIS,
AU BUREAU DU JOURNAL DE PHYSIQUE,
119 *bis*, RUE NOTRE-DAME-DES-CHAMPS (6e).

Tout ce qui concerne la rédaction doit être adressé à M. **Lucien Poincaré**, 130, rue de Rennes, à Paris, 6e.

Tout ce qui concerne l'administration (demandes d'abonnements, réclamations, etc.) doit être adressé à M. **Sandoz**, rue Notre-Dame-des-Champs, 119 *bis*, à Paris, 6e.

Par application de la loi du 7 avril 1879, tous les bureaux de poste de France, d'Algérie, de Belgique, de Danemarck, de Hollande, d'Italie, de Norvège, de Portugal, de Suède et de Suisse sont autorisés à recevoir les abonnements. Nos lecteurs n'ont qu'à verser la somme de 17 francs pour la [illegible]



JOURNAL

DE PHYSIQUE

THÉORIQUE ET APPLIQUÉE.

LA LIQUÉFACTION DE L'AIR ET SES APPLICATIONS A LA FABRICATION DE L'OXYGÈNE ET DE L'AZOTE;

Par M. GEORGES CLAUDE (1).

Parmi les sources d'oxygène si nombreuses que nous offre la nature, la seule qui contienne ce gaz à l'état de liberté, la seule, par conséquent, qui le présente sous une forme n'exigeant pour son extraction, théoriquement du moins, aucune dépense d'énergie, c'est l'air atmosphérique. C'est donc à lui que nous nous adresserons.

Pour réaliser cette extraction théoriquement si simple de l'oxygène de l'air, nous pouvons utiliser à notre gré soit les différences chimiques, soit les différences physiques qui existent entre l'oxygène et l'azote. Les premières ont été utilisées, voici déjà de bien longues années, par Tessié du Motay, et c'est encore un procédé dérivé du sien, le procédé à la baryte, qui est à l'heure actuelle le plus remarquable et le plus économique de tous les anciens procédés.

Parmi les différences d'ordre physique, la plus intéressante est sans doute celle des volatilités. Alors que l'azote bout à — 194° sous la pression atmosphérique, l'oxygène bout à — 180°,5 seulement. A première vue, cet écart de 13°,5 semble peu important, mais il ne faut pas oublier qu'en raison de la proximité du zéro absolu ces 13°,5 équivalent à un écart de plus de 60° comptés à la température de l'alcool bouillant. Si l'on considère que l'écart entre l'alcool

(1) Communication faite à la Société française de Physique : Séance du 15 décembre 1905.

et l'eau est de 21° seulement — au lieu de 60 — et que ces deux liquides sont liés par une affinité notable, on en arrive à conclure que la séparation par *distillation* de l'oxygène et de l'azote doit être incomparablement plus facile que celle de l'alcool et de l'eau.

Pour mettre à profit cette séduisante facilité de séparation, nous en arrivons donc à nous préoccuper de la liquéfaction de l'air.

Je rappellerai ici que, pour liquéfier un gaz quelconque, il suffit de le soumettre à l'action combinée d'une pression assez élevée et d'une température inférieure à celle de son point critique. Pour l'air, le point critique étant situé à −140°, ce n'est d'ailleurs pas une petite affaire que le refroidissement auquel on est ainsi conduit.

On le réalise, dans la généralité des machines à air liquide actuelles, en cumulant, à l'aide d'un échangeur de températures, le froid produit par la détente de l'air comprimé. La mesure de ce froid est évidemment fournie par la quantité de travail que l'air effectue pendant sa détente, en sorte qu'il convient d'augmenter le plus possible cette quantité de travail pour obtenir un bon rendement frigorifique.

On sait que Linde, Hampson, Tripler, d'autres encore, réalisent cette détente en faisant écouler par un simple robinet de l'air préalablement comprimé à 200 atmosphères et quelquefois plus. Ils réalisent ainsi ce qu'on appelle une détente *sans* travail extérieur. De mon côté, préoccupé de la nécessité, ci-dessus rappelée, de relever le plus possible le travail de la détente, j'ai réussi à effectuer celle-ci dans des moteurs à air comprimé fonctionnant à la température de l'air liquide, c'est-à-dire à effectuer de la détente *avec* travail extérieur. Et à ce propos, je crois nécessaire d'insister quelque peu ici sur la supériorité théorique considérable de ce mode de détente.

J'ai, en effet, rencontré très souvent cette surprenante opinion, que l'on ne peut pas, par un choix approprié du mode de détente, faire varier à volonté la quantité de travail restituée par l'air qui se détend. De même, disent les partisans de cette manière de voir, qu'un travail bien déterminé est nécessaire pour comprimer isothermiquement une masse donnée d'air à une certaine pression, de même, lorsque cette masse se détend, disons, pour simplifier, à la température même de la compression, un travail non moins bien déterminé, précisément égal au premier, résulte *forcément* de la détente, car l'ntégrale de *pdv* qui mesure le travail résistant de la compression se retrouvera avec des valeurs égales, mais comme travail moteur, lors

de la détente. En conséquence, tous les modes de détente se vaudront.

Or, c'est évidemment là une erreur profonde. Le phénomène de la compression et celui de la détente ne sont pas forcément des phénomènes réversibles, et le vice du raisonnement précédent est trop facile à discerner. Assurément, pendant la compression, l'integrale *pdv* pour la masse comprimée mesure bien le travail résistant; mais, pendant la détente, ce qui intervient dans l'intégrale qui représente le travail de détente, c'est, non pas la pression propre du gaz qui se détend, mais bien la contre-pression contre laquelle il travaille. Détendons notre air comprimé dans le vide : son travail d'expansion est évidemment nul ; ce n'est plus qu'un simple « enfonceur de portes ouvertes », si l'on me permet d'exprimer aussi vulgairement une image que je crois frappante. Et pour faire rendre le maximum de travail à l'air qui se détend, il faut lui opposer à chaque instant une contre-pression égale à sa propre pression, condition précisément réalisée — et réalisée seulement quand l'air qui se détend pousse devant lui le piston d'une machine ou les aubes d'une turbine présentant de l'inertie et fonctionnant en charge.

Réduite à ce seul point, la démonstration ne fait pas encore apparaître avec une suffisante clarté la supériorité de la détente avec travail extérieur. Si Hampson, en effet, détend son air contre la seule pression atmosphérique, Linde, lui, le détend dans une enceinte où règne une pression de 20 à 40 atmosphères. L'air comprimé doit alors vaincre cette contre-pression élevée, et la détente Linde ne devrait son froid qu'à ce travail de refoulement; elle ne serait dès lors qu'une détente avec travail extérieur tout au plus incomplète. Telle est, en particulier, la théorie soutenue par M. R. Pictet. Je la crois, pour mon compte, parfaitement inexacte. Certes, le travail de refoulement de l'atmosphère ambiante est notable dans le dispositif de Linde, mais il est facile de démontrer (c'est d'ailleurs la démonstration classique de l'expérience de Joule et Thomson) que ce travail ne se traduit par aucun refroidissement. C'est, sous une autre forme, l'exact équivalent du travail d'introduction à pleine pression dans les machines à air comprimé; ce travail est directement emprunté au compresseur par le piston gazeux de la canalisation, et n'entraîne aucun refroidissement : seul compte pour le refroidissement le travail de détente proprement dit.

Eh bien! je le répète, le travail de refoulement dans le dispo-

sitif Linde et les autres analogues est l'exact équivalent du travail d'introduction dans les machines à air comprimé : il ne se traduit par aucun refroidissement [1], et seul compte, pour ce refroidissement, le travail interne de l'air qui se détend.

C'est donc à juste titre, à l'encontre de ce que pense M. Raoul Pictet, que ce mode opératoire est qualifié de détente *sans* travail extérieur. Cela lui vaut d'ailleurs d'aller chercher jusqu'à 200 atmosphères les pressions qui lui sont nécessaires et de nécessiter l'emploi d'une machine frigorifique auxiliaire; cela lui vaut, en un mot, d'être un moyen frigorifique médiocre et de n'être arrivé à fournir un mode d'obtention industrielle de l'air liquide qu'au prix d'efforts tout à fait remarquables et qui méritent au savant professeur de l'École Polytechnique de Munich l'admiration de tous les physiciens.

En résumé — et bien que s'atténuant lorsque la température s'abaisse — la supériorité économique de la détente avec travail extérieur est donc incontestable, et ce n'est qu'en désespoir de cause, après plusieurs tentatives infructueuses pour l'utiliser, que le Dr Linde et ses imitateurs se sont résignés à la détente sans travail extérieur et aux énormes pressions qu'elle comporte.

Persuadé, pour ma part, que lorsqu'une chose est possible de par la théorie, elle finit presque toujours par être réalisée pratiquement, encouragé d'ailleurs par la précieuse approbation de M. d'Arsonval et de ce grand savant qui fut pour tant de nous un guide si lumineux, M. Potier, j'ai repris, dans cette voie de l'application de la détente avec travail extérieur, toute une série d'études.

Les difficultés du graissage de la machine de détente, qui avaient été la grosse pierre d'achoppement de mes prédécesseurs, ont tout d'abord été résolues grâce aux qualités d'incongélabilité de l'éther de pétrole, mises à profit pendant la période de mise en route, puis grâce à l'*autolubréfaction* réalisée en régime par l'air liquide même qui se forme dans la machine (*fig.* 1). Mais ceci n'a été à vrai dire que la partie la plus facile de ma tâche. Ces résultats étaient déjà à peu près acquis lors de la présentation de ma première Note à l'Académie, en septembre 1900, et ce n'est qu'en juin 1902 que j'ai pu annoncer le succès définitif de mes recherches sur la liquéfaction de l'air.

Une première cause des résultats détestables obtenus au début,

---

[1] Sauf le léger travail extérieur dû à l'augmentation de pv pendant la détente.

c'est que l'air liquide n'est pas, comme je l'avais cru tout d'abord, un excellent lubréfiant : aussi, l'autolubréfaction s'accompagne-t-elle d'un relèvement notable des frottements, donc d'un dégagement de chaleur qui entraîne la destruction d'une partie de l'air liquide.

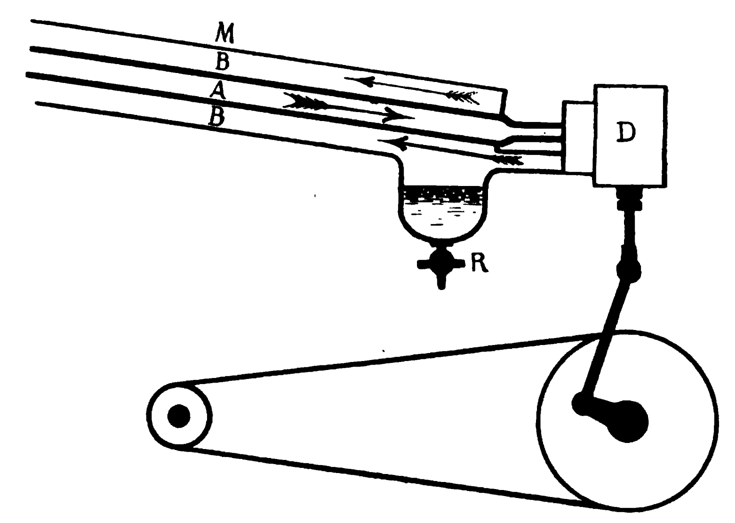


Fig. 1. — Détente avec travail extérieur et autolubréfaction.

Mais le point essentiel est le suivant :

Pour épuiser tout l'effet de la détente de notre air comprimé, il convient de pousser celle-ci jusqu'à la pression atmosphérique, une partie de l'air détendu se liquéfiant alors spontanément. Dans ces conditions, la température finale de la détente est forcément de — 190°, puisque telle est la température d'ébullition de l'air liquide sous la pression atmosphérique. La partie non liquéfiée de l'air détendu, soit plus des 9 dixièmes, quittant la machine à cette température extrêmement basse de — 190° pour pénétrer dans l'échangeur, va donc refroidir très énergiquement l'air comprimé, qui, en dépit de sa chaleur spécifique très grande aux basses températures, arrivera ainsi à la machine vers — 130 ou — 135°.

Or, dans ces conditions de température et de pression, l'air comprimé est *au voisinage immédiat de sa liquéfaction*. Ce n'est pas encore un liquide qui pénètre dans la machine, mais ce n'est presque plus un gaz. De là, deux conséquences également déplorables : d'abord, l'air arrive à la machine infiniment plus comprimé

que ne le voudraient les lois de Mariotte et de Gay-Lussac, comme c'est d'ailleurs le cas pour tous les fluides comprimés au voisinage immédiat de leur liquéfaction. Il nous faut donc introduire dans la machine, à chaque cylindrée, énormément plus d'air comprimé que ne l'indiquent les formules relatives aux gaz parfaits. Par exemple, il résulte des expériences remarquables de Witkowski qu'à notre pression de 40 atmosphères et à la température de —135°, le supplément de consommation de ce fait est de plus de 90 0/0, ce qui est désastreux. En outre, et malgré ce gaspillage, le travail d'expansion de l'air comprimé reste faible, par suite du manque d'élasticité causé par le voisinage de la liquéfaction. Il est bien évident que la détente avec travail extérieur ne saurait fournir dans ces conditions que de déplorables résultats.

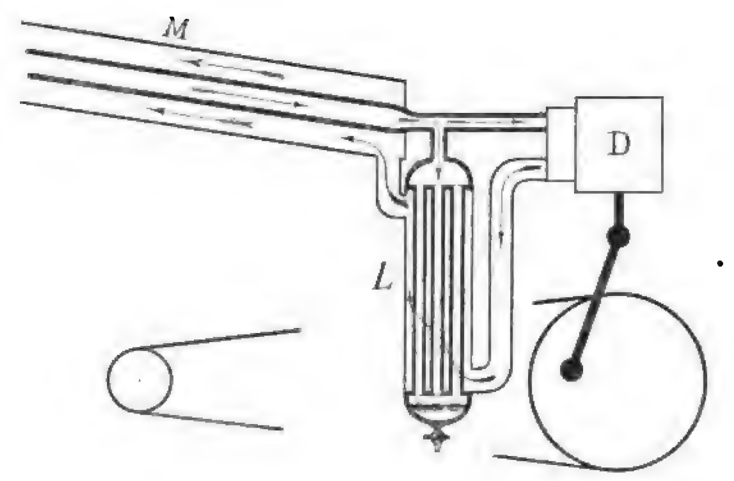


Fig. 2. — Détente avec travail extérieur et liquéfaction sous pression.

Pour améliorer ces résultats, il suffirait de relever, et assez peu, la température initiale de l'air comprimé, car cette zone de perturbation profonde des propriétés des fluides comprimés est localisée au voisinage immédiat de la liquéfaction. Pour y arriver, j'ai imaginé, au lieu de faire pénétrer directement dans l'échangeur l'air détendu à — 190° qui s'échappe de la machine, d'intercaler sur sa route ce que j'appelle un *liquéfacteur* (*fig.* 2), c'est-à-dire un faisceau tubulaire alimenté par une partie de l'air comprimé et froid du circuit d'alimentation de la machine. Sous l'effet combiné de sa pression et des

— 190° de l'air détendu qui circule autour de lui, cet air comprimé va se liquéfier, mais, en raison de sa pression, il va se liquéfier vers — 140° seulement.

L'air détendu extérieur, qui doit céder à l'air comprimé interne, pour le liquéfier, une partie de son froid, va donc se réchauffer. A vrai dire, la liquéfaction seule de l'air intérieur ne suffirait pas à un réchauffement appréciable, puisque la chaleur latente de liquéfaction de l'air au voisinage de son point critique est très faible; mais le refroidissement de l'air liquide au-dessous de —140° après sa formation, qui diminuera sa vaporisation lors de son soutirage à l'extérieur, et le refroidissement jusqu'à — 140° de l'air comprimé avant sa liquéfaction, absorbent en outre assez de froid pour relever largement jusqu'à — 140° la température de l'air détendu. Pénétrant dans l'échangeur à cette température et non plus à — 190°, il refroidira beaucoup moins l'air d'admission, et notre but sera atteint.

Effectivement, le simple relèvement d'une trentaine de degrés réalisé ainsi dans la température initiale de la détente suffit pour abaisser de 90 0/0 à moins de 20 0/0 notre gaspillage d'air comprimé. En outre, l'air comprimé employé, plus élastique, pourra produire par sa détente plus de travail et, partant, plus de froid. Ce perfectionnement réalisé ainsi pour la liquéfaction de l'air a quelque chose d'analogue à la surchauffe de la vapeur.

Dans ces conditions, le mécanisme de la liquéfaction est changé. Au lieu que chaque détente, partant d'une température initiale très basse, entraîne une abondante liquéfaction à l'intérieur de la machine, c'est tout au plus si elle se termine ici par l'apparition d'une légère buée d'air liquide. Tout le phénomène de la liquéfaction est relégué dans le liquéfacteur. Nous aurions donc tort de compter sur l'autolubréfaction pour assurer la marche de la machine, et il nous faut ici graisser d'une façon permanente. Mais ceci même est un avantage de plus, puisque j'ai dit tout à l'heure que l'air liquide est un médiocre lubréfiant.

Ainsi, grâce à ce perfectionnement si simple de la liquéfaction sous pression, on réalise du coup ce triple avantage d'éloigner la détente avec travail externe du zéro absolu qui paralyse ses facultés, de réduire presque à rien la contraction anormale de l'air et son défaut d'élasticité au voisinage de la liquéfaction, enfin d'assurer une meilleure lubréfaction de la machine de détente. Le résultat est de tripler le rendement détestable de tout à l'heure et de dépasser notablement

du coup le rendement des meilleurs appareils basés sur la détente sans travail externe — ceci, ne l'oublions pas, avec 30 à 40 atmosphères au lieu de 200 et sans la complication de machines frigorifiques auxiliaires.

J'en arrive à l'extraction de l'oxygène.

Pour extraire l'oxygène de l'air liquide, nous savons déjà qu'on se base sur la différence considérable des volatilités de l'oxygène et de l'azote. Ce dernier, bouillant à — 194° contre — 180°,5 seulement, est des deux gaz le plus difficilement condensable, donc le plus volatil.

Aussi, quand de l'air liquide s'évapore, l'azote s'échappe surtout au début de l'évaporation, tandis que l'oxygène se concentre dans le liquide résiduel, au point que celui-ci est finalement constitué par de l'oxygène pur. Parallèlement aux progrès de l'évaporation, la température se relève, et, partie de — 193°, aboutit nécessairement au point d'ébullition de l'oxygène pur, — 180°,5. Ainsi, remarque capitale, l'air liquide est d'autant plus froid qu'il est plus riche en azote : ceci nous donnera la clef de son rôle en rectification.

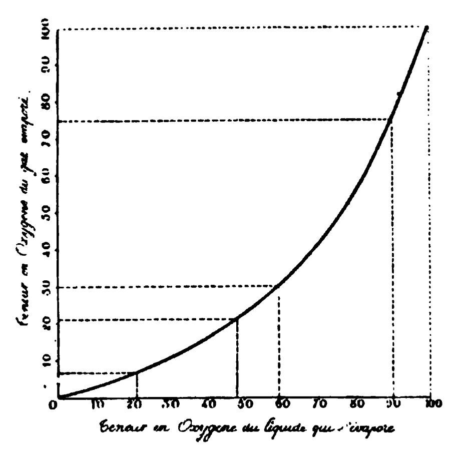


Fig. 3. — Courbe représentative des lois de l'évaporation de l'air liquide.

Ainsi, voilà un premier procédé pour obtenir l'oxygène : nous évaporerons notre air liquide et nous recueillerons à part les dernières parties de l'évaporation. Mais l'air liquide coûte cher, et ce procédé simpliste serait fort médiocre, même si l'on pouvait recueillir à l'état de pureté la totalité de l'oxygène. Or nous allons voir de combien il s'en faut qu'il en soit ainsi.

La figure 3 représente la courbe des lois de l'évaporation de l'air liquide. En abscisses sont figurées les teneurs en oxygène du liquide qui s'évapore, en ordonnées les teneurs du gaz fourni par cette évaporation. On le voit, même au début de l'évaporation de l'air liquide à 21 0/0, l'azote qui se dégage emporte avec lui 7 0/0 d'oxygène. Cette proportion s'aggrave si rapidement que, lorsque le liquide titre 60 0/0 d'oxygène, le gaz qui se dégage en emporte 30 0/0. Aussi ne peut-on arriver à l'oxygène pur que tout à fait à la fin de l'évaporation et ne peut-on recueillir sous la forme cependant médiocre d'oxygène à 90 0/0 que 20 litres d'oxygène par kilogramme d'air liquide. Cela remet le mètre cube d'oxygène à 50 chevaux-heures, 3 fois plus que par l'électrolyse !

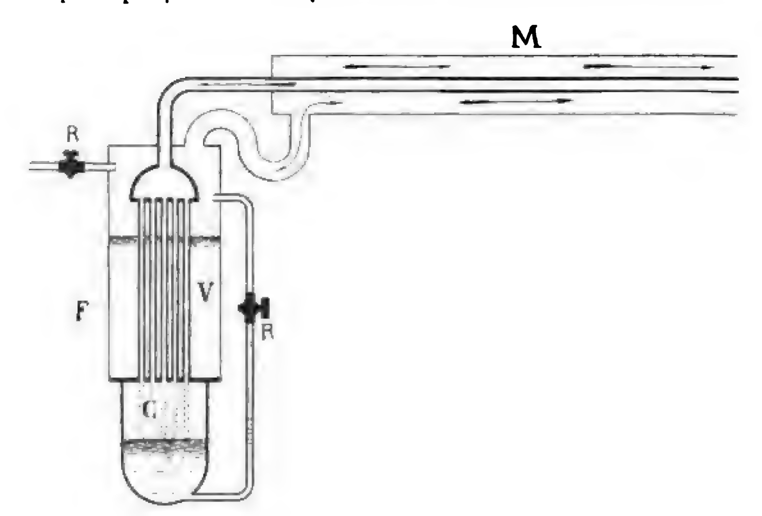


Fig. 4. — Appareil de séparation avec récupération de l'air liquide. Fabrication discontinue.

Mais une idée fort simple va révolutionner la face des choses.

Cette idée consiste à *récupérer* le froid de l'air liquide pendant son évaporation. L'idée capitale de cette récupération du froid pendant la fabrication de l'oxygène est due à Parkinson et remonte à 1892. Voici comment on peut la réaliser (*fig.* 4) :

Un récipient V contient l'air liquide à évaporer ; un faisceau tubulaire F, muni d'un collecteur de liquide C, y est immergé. De l'air comprimé à 3 ou 4 atmosphères arrive dans le faisceau, déjà refroidi à sa température de liquéfaction par sa circulation dans l'échangeur M,

en sens inverse des gaz vaporisés, dont il retient le froid. Cet air se liquéfie en provoquant la vaporisation du liquide extérieur, et la quantité de liquide qui se reconstitue est sensiblement équivalente à celle qui s'évapore.

Ainsi, non seulement nous vaporisons notre liquide extérieur, non seulement cette vaporisation, conformément à notre but, nous fournit d'abord de l'air pauvre, ensuite de l'air suroxygéné, mais encore, point capital, nous reconstituons une quantité d'air liquide sensiblement équivalente à celle évaporée.

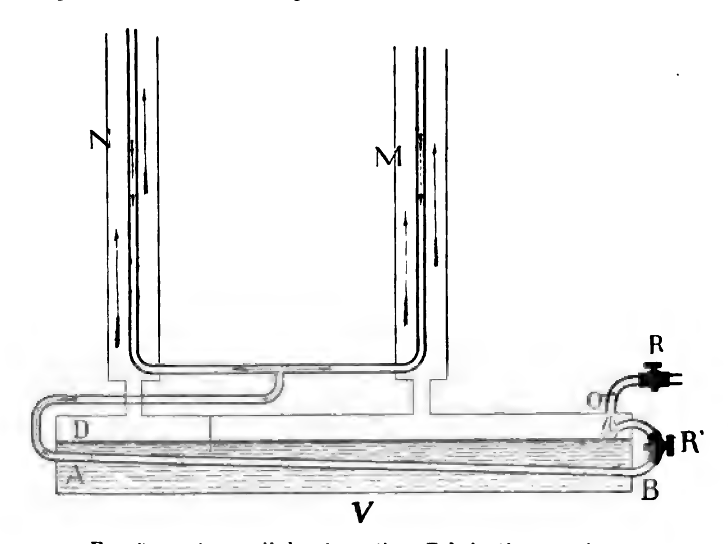


Fig. 5. — Appareil de séparation. Fabrication continue.

Donc, à mesure que l'air du faisceau se liquéfie en F et se collecte en C, l'air liquide extérieur se vaporise en quantité correspondante. C'est d'abord de l'air à 7 0/0 qui se dégage, puis, petit à petit, la teneur s'élève. Dès qu'elle est jugée suffisante, on recueille l'oxygène ou plutôt l'air suroxygéné produit, et ce, jusqu'à la fin de l'évaporation. Celle-ci terminée, le collecteur C est plein d'air liquide à 21 0/0. Nous déverserons ce liquide dans V ; nous y ajouterons l'air liquide d'appoint nécessaire pour reconstituer le volume initial, puis nous repartirons pour une nouvelle opération. Ainsi comprise, la fabrication est donc essentiellement discontinue, mais il n'est pas bien difficile de la rendre continue, par exemple à l'aide du dispositif de la *fig*. 5.

Dans les conditions que je viens d'indiquer, la récupération du froid est aussi exacte que possible. La perte la plus importante provient du fait que les gaz vaporisés sortent toujours un peu froids de l'échangeur M. L'écart entre leur température et celle de l'air comprimé entrant ne dépasse d'ailleurs pas 10° dans un échangeur bien combiné, de sorte que chaque kilogramme de gaz vaporisé emporte avec lui 10° la chaleur spécifique moyenne de l'air 0,24, soit 2,5 frigories au plus. Cette perte de 2,5 frigories par kilogramme d'air traité représente le déchet inévitable de toute opération industrielle, et ce déchet se traduit ici par le fait que la quantité d'air liquide qui se reconstitue n'est pas tout à fait équivalente à celle qui s'évapore. C'est le rôle de la machine de détente à air liquide de combler le déchet en fournissant l'air liquide d'appoint, dont la quantité est d'ailleurs bien faible devant la quantité d'air à 3 atmosphères traitée.

Chaque kilogramme d'air liquide, en effet, de par sa chaleur latente de vaporisation, soit environ 50 calories, et de par la chaleur de réchauffement des gaz vaporisés, soit encore 50 calories, détient un total de 100 frigories disponibles. Comme nous venons de voir que chaque kilogramme d'air traité en dissipe seulement 2,5 à 3, il suit qu'un kilogramme d'air liquide fourni par la machine peut arriver à traiter jusqu'à 25 ou 30 kilogrammes d'air atmosphérique simplement comprimé à 3 ou 4 atmosphères. On conçoit dès lors à quelle économie il est possible d'arriver dans la fabrication de l'oxygène.

Telle est, en gros, l'essence des procédés qui ont été tout d'abord proposés. On y trouve comme caractéristique commune que l'air à traiter y est liquéfié totalement et fournit par suite un liquide à 21 0/0 d'oxygène qui, lors de son évaporation, doit parcourir, au prix d'une perte d'oxygène considérable, toute la gamme des concentrations avant d'atteindre la teneur désirée.

Ce mode opératoire a son origine dans une erreur surprenante de Dewar, confirmée par Linde. D'après ces savants, le phénomène de la liquéfaction de l'air ne serait pas l'inverse de celui de la vaporisation; ses deux éléments se liquéfieraient simultanément et de bout en bout dans la proportion invariable qui constitue l'air atmosphérique. D'où, en l'absence de tout effet sélectif lors de la liquéfaction, la nécessité de pousser celle-ci jusqu'au bout et de faire porter tout l'effort de la séparation sur la vaporisation du liquide à 21 0/0 ainsi obtenu.

Cette théorie m'étonna par son allure antiphysique. En thèse

générale, en effet, le phénomène de la condensation d'un mélange de fluides miscibles est l'inverse de celui de la vaporisation. Le gaz le plus volatil d'un tel mélange est, en même temps, le plus difficilement condensable. Des exemples de ces faits se rencontrent à chaque pas dans les travaux des Gibbs, des Van der Vaals, des Duhem, et les belles théories relatives à la coexistence des phases liquide et gazeuse sont une protestation avant la lettre des conclusions de Dewar.

J'ai donc été amené tout naturellement — précédé d'ailleurs à mon insu par le savant canadien Lesueur — à soupçonner l'erreur de l'éminent savant anglais, et j'ai pu prouver expérimentalement que l'anomalie signalée dans la condensation de l'air n'existe pas. Pour l'air comme pour les autres mélanges, la logique est de rigueur et la courbe représentative des particularités de l'évaporation peut, avec la même exactitude, faire prévoir toutes celles de la condensation. Exemple : pour que de l'air liquide qui s'évapore dégage des gaz à la teneur de l'air atmosphérique, soit 21 0/0, il doit, d'après la courbe, titrer lui-même 48 0/0. Eh bien ! si de l'air atmosphérique est astreint à se liquéfier progressivement, la première goutte qui se formera sera du liquide très riche, titrant précisément 48 0/0.

Plus généralement encore, quand du liquide et du gaz de teneurs réciproques quelconques sont mis en contact suffisamment intime, il s'établit entre eux un échange qui tend rapidement vers un état d'équilibre tel qu'à une teneur finale A pour le liquide répond dans le gaz la teneur correspondante indiquée par la courbe. Le liquide à 21 0/0, par exemple, ne pourra subsister normalement qu'avec du gaz à 7 0/0, le liquide à 48 0/0 qu'avec du gaz à 21 0/0, etc.

Pour illustrer ces explications, on peut d'ailleurs faire une expérience intéressante. De l'oxygène sort par un tube. On plonge ce tube dans une éprouvette pleine d'air liquide à 21 0/0. L'oxygène se dégage en bulles à travers le liquide ; mais, lorsque ces bulles viennent crever à la surface, elles y éteignent une allumette : l'oxygène des bulles s'est condensé sous l'effet de la température très basse du liquide environnant et a été remplacé par une quantité correspondante d'azote plus volatil, de sorte que, pendant l'ascension de chaque bulle, la teneur du gaz s'y est établie progressivement à la teneur très faible de 7 0/0, correspondante à notre liquide à 21 0/0.

J'ai été assez heureux pour tirer parti de ces faits dans des con-

ditions infiniment avantageuses, grâce à la liquéfaction partielle avec *retour en arrière* qui forme la base essentielle de mes procédés en matière d'extraction de l'oxygène.

Considérons la *fig.* 6. Dès son arrivée par T au bas du faisceau, l'air comprimé et froid commence à se liquéfier et, nous le savons maintenant, ces premières gouttes liquides titrent 48 0/0. Appauvri par ce fait, l'air s'élève un peu plus dans le faisceau, et le liquide qui s'y forme, tout en ne titrant plus tout à fait 48 0/0, appauvrit encore par sa formation le gaz résiduel, qui abandonnera donc un peu plus haut du liquide plus pauvre, et ainsi de suite. Finalement, au sommet du faisceau, le résidu gazeux sera formé par de l'azote.

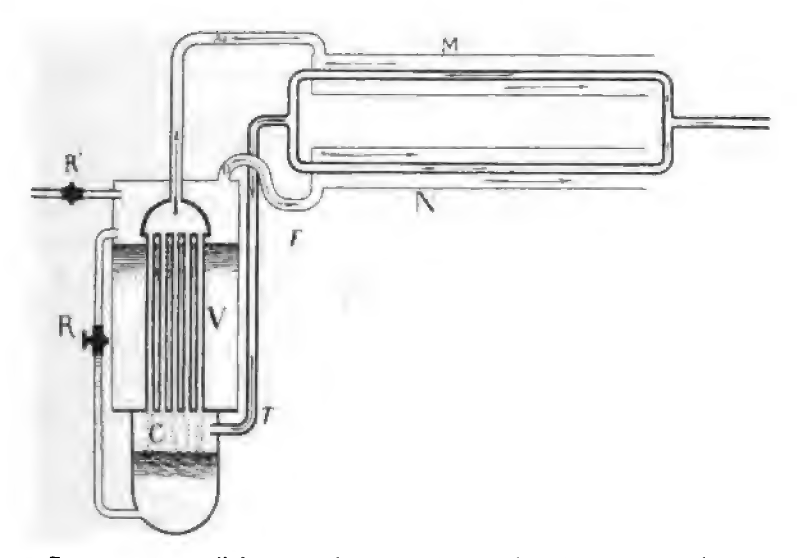


Fig. 6. — Appareil de séparation avec récupération et retour en arrière.

Mais, si aucun effet annexe ne se produisait, pour en arriver ainsi à l'azote presque pur, il nous faudrait, ici encore, liquéfier presque totalement notre air, de même que, dans le phénomène inverse de l'évaporation, ce n'est que tout à fait à la fin qu'on arrive à l'oxygène pur. Mais, de par la disposition même des choses, un fait capital intervient ici. Dès que de l'air liquide est formé en un point quelconque du faisceau, il retombe, par son poids, en sens inverse de l'air gazeux ascendant. C'est le *retour en arrière.* Il vient donc progressivement en contact avec un gaz progressivement plus riche que

celui qui lui a donné naissance. Or, d'après ce que j'ai expliqué, l'équilibre n'est pas possible entre ce gaz et ce liquide, trop froid par rapport au gaz de par sa teneur exagérée en azote. Une partie de l'oxygène plus condensable du mélange gazeux va donc se liquéfier et prendre la place d'une partie de l'azote qui se vaporisera.

Le même fait se reproduira en chaque point du faisceau, et on voit que dans son ensemble, le liquide descendant agira à l'égard du gaz ascendant comme une douche froide conduisant énergiquement l'oxygène de celui-ci et accélérant infiniment l'action d'épuisement due à la liquéfaction progressive.

Au total, le liquide formé, détenant l'intégralité de l'oxygène, s'écoule au bas du faisceau à une teneur pouvant atteindre 48 0/0, valeur théorique correspondant à l'air de 21 0/0, tandis que plus de moitié de l'air traité s'échappe par le tube T' à l'état d'azote pur, sans avoir eu besoin d'être liquéfié.

Quels sont les avantages de ce mode opératoire ? Ils sont tout simplement énormes. D'abord, nous obtenons directement et sans aucune complication de l'azote pur, que les procédés basés sur la liquéfaction totale de l'air ne peuvent fournir directement, puisque l'air liquide à 21 0/0 qu'ils fournissent, même au début de l'évaporation, dégage des gaz à 7 0/0 d'oxygène. Cette préparation si simple de l'azote pur est d'une portée industrielle extrême, car il est bien certain qu'un jour viendra où l'utilisation de ce sous-produit pour la fabrication de l'ammoniaque, de la cyanamide, des cyanures, sera l'un des côtés les plus intéressants de l'industrie qui nous occupe.

Mais, si le retour en arrière est précieux pour l'azote, il ne l'est pas moins au point de vue de l'oxygène. En effet, l'obtention directe d'un liquide détenant tout l'oxygène de l'air traité et titrant 48 0/0 au lieu de 21 0/0 supprime de l'évaporation ultérieure toute la partie comprise entre 21 et 48 0/0, pendant laquelle le tiers de l'oxygène de l'air traité s'échappe à une teneur comprise entre 7 et 21 0/0, donc sous une forme inutilisable. Supprimer cette perte, c'est donc relever de plus de 50 0/0 le rendement en oxygène !

Ces avantages du retour en arrière sont donc bien remarquables, et cependant son intérêt trouvera le moyen de s'accroître tout à l'heure considérablement encore.

Jusqu'à présent, la distillation fractionnée de l'air liquide n'a réussi à nous fournir que de l'air suroxygéné. Notre ambition va se hausser,

maintenant, jusqu'à l'oxygène pur, grâce à l'entrée en scène des procédés de *rectification*, calqués sur ceux employés dans l'industrie de l'alcool.

L'idée d'appliquer la rectification à l'air liquide est évidente après les explications précédentes sur ce mélange de deux liquides miscibles aussi différemment volatils : aussi s'est-elle présentée à l'esprit de tous ceux qui se sont occupés d'air liquide et, en 1902, le Dr Linde a-t-il pu indiquer la possibilité d'appliquer textuellement aux appareils à oxygène les colonnes de rectification employées dans l'industrie de l'alcool.

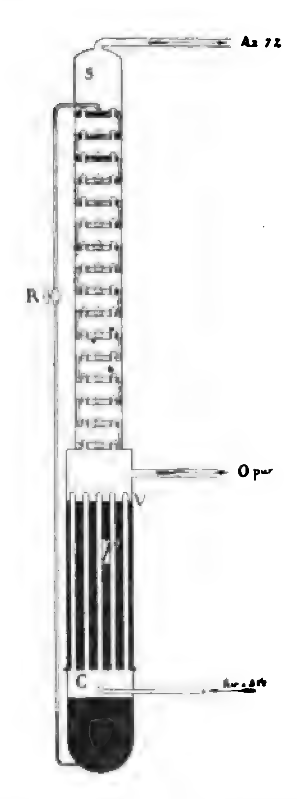


FIG. 7. — Appareil Lévy pour l'obtention de l'oxygène pur.

Pour faciliter la compréhension de ces procédés, je décrirai le système très simple imaginé par notre collaborateur M. Lévy (*fig.* 7). V est le récipient évaporatoire, plein d'air liquide au début. F est le

faisceau tubulaire, alimenté comme toujours par l'air à traiter, refroidi et comprimé à 3 ou 4 atmosphères.

Les gaz vaporisés dans V montent dans une colonne de rectification ordinaire. Le liquide à 21 0/0 formé dans F par la liquéfaction totale de l'air à traiter est déversé au sommet de la colonne d'une façon continue et s'écoule de plateau en plateau en sens inverse et au contact des gaz ascendants. Ceux-ci, lavés finalement par du liquide à 21 0/0, sortent de la colonne à 7 0/0. Comme les poids du liquide entrant et du gaz sortant sont égaux à chaque instant, puisqu'ils résultent d'une vaporisation et d'une liquéfaction concomitantes, mais que la teneur du liquide est triple de celle du gaz, il entre bien plus d'oxygène qu'il n'en sort, et la quantité d'oxygène présente dans la colonne augmente rapidement. Cela provient de ce que les effets analysés tout à l'heure pour le retour en arrière se reproduisent ici : le liquide pauvre déversé au sommet de la colonne, très froid de par sa teneur élevée en azote, se comporte, vis-à-vis des gaz ascendants, comme une douche froide condensant énergiquement l'oxygène, qui se substitue dans le liquide à une quantité correspondante d'azote plus volatil. Le liquide descendant s'enrichit donc de plateau en plateau et sa teneur augmente progressivement, ainsi que celle du liquide de V. L'effet de cette rectification est si remarquable, en raison de la grande différence des volatilités, qu'après une courte mise en marche nous obtenons dans V de l'oxygène liquide *absolument pur*, et sur les plateaux, de bas en haut, toute la gamme des teneurs décroissantes depuis l'oxygène pur jusqu'au liquide à 21 0/0.

Si nous continuons ainsi, l'oxygène continuera à s'accumuler, puisqu'il continuera à entrer du liquide à 21 0/0 et à sortir du gaz à 7 0/0, et l'oxygène liquide pur envahira petit à petit, de bas en haut, les plateaux successifs. Bientôt, le liquide des derniers plateaux lui-même deviendra trop riche pour épuiser efficacement l'oxygène des gaz sortants, et la teneur de ceux-ci s'élèvera progressivement de 7 0/0 jusqu'à 21 0/0, résultat d'ailleurs évident *a priori*, car la quantité d'oxygène présente dans la colonne ne peut augmenter indéfiniment, et il est rigoureusement nécessaire qu'à partir d'un certain moment ce qui sort soit égal à ce qui entre et titre par suite 21 0/0. Il n'empêche que cette teneur de 21 0/0 des gaz en présence de liquide à 21 0/0 est anormale : elle est l'indice d'une surabondance d'oxygène que nous corrigerons en prélevant par T une partie de l'oxygène vaporisé et l'envoyant à travers des échangeurs aux appa-

reils d'utilisation. Ce sera là le produit de notre fabrication. Plus nous en soustrairons ainsi, plus la teneur anormale des gaz en haut de la colonne s'abaissera : elle finira par tomber à 7 0/0, teneur normale des gaz lavés par du liquide à 21 0/0. A ce moment, le régime de marche sera établi, et c'est de l'oxygène pur que nous fabriquerons. Si nous continuions alors à augmenter le soutirage d'oxygène, il n'en monterait plus assez dans la colonne pour transformer en oxygène pur le liquide descendant, et la teneur baisserait petit à petit.

Quel rendement obtenons-nous ainsi? Le calcul est facile. Basons-nous, par exemple, sur le traitement de 100 d'air dans le faisceau. En négligeant les écarts peu importants de chaleurs spécifiques et latentes de l'oxygène et de l'azote, ces 100 d'air, en se liquéfiant, vaporisent 100 d'oxygène. Une partie de celui-ci est recueillie en T, l'autre est envoyée dans la colonne. Celle-ci doit suffire à transformer en oxygène pur, au cours de leur descente, les 100 de liquide à 21 0/0 déversés en haut de la colonne ; il y faut pour cela 79 d'oxygène, à quoi il faut ajouter environ 6 dans les gaz épuisés à 7 0/0. Sur les 100 d'oxygène vaporisés, nous en envoyons donc 85 dans la colonne et les 15 restants peuvent être ainsi recueillis; 100 d'air traités nous fournissent 14 à 15 d'oxygène pur sur les 21 qu'ils renferment. Le résultat est remarquable de simplicité et d'efficacité.

Que reste-t-il à faire pour atteindre à la perfection? Évidemment, à retenir les 7 0/0 d'oxygène qui, comme dans tout système basé sur la liquéfaction totale, accompagnent l'azote, de manière à obtenir cet azote à l'état de pureté et à réaliser l'intégralité du rendement en oxygène. Pour y arriver, il m'a suffi de combiner avec la rectification le procédé de retour en arrière précédemment décrit (*fig.* 8). L'air comprimé et froid arrive dans le faisceau F par la partie inférieure A et s'y liquéfie partiellement avec retour en arrière en fournissant, conformément aux explications précédentes, un liquide détenant jusqu'à 48 0/0 d'oxygène et un résidu gazeux qui est de l'azote pratiquement pur. Ce dernier pénètre de haut en bas dans le faisceau F′ concentrique au premier et achève de se liquéfier en fournissant de l'azote liquide. Le liquide riche collecté en C est déversé en M, à la partie médiane de la colonne : il épuise donc les gaz ascendants jusqu'à concurrence de 21 0/0. Le liquide pauvre, collecté en C′, est déversé tout à fait au sommet de la colonne et soumet les gaz ascendants, au delà de M, à une rectification complémentaire, qui les épuise

complètement en oxygène. En résumé, tout l'oxygène, à un état de pureté pouvant atteindre 98 ou 99 0/0, sort par T ; tout l'azote, à un état de pureté analogue, sort par T'. Ainsi est résolu, par des moyens dont on appréciera la simplicité, cet intéressant problème de physique industrielle consistant dans la séparation intégrale de l'air atmosphérique en oxygène pur et azote pur.

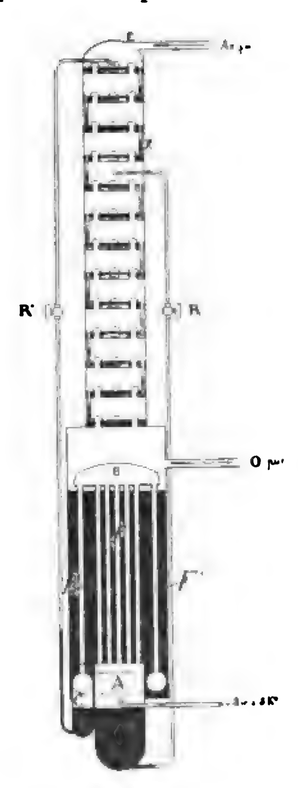


Fig. 8. — Appareil G. Claude pour la séparation intégrale de l'air en oxygène et azote.

Telle est, dans ses grandes lignes, l'essence de mes procédés, procédés caractérisés, en ce qui concerne la liquéfaction de l'air, par l'application de la détente avec travail extérieur, et en ce qui concerne l'extraction de l'oxygène, par l'application du principe de la liquéfaction partielle.

Nous avons actuellement en fonctionnement courant à Boulogne-sur-Seine deux appareils fonctionnant sur les bases qui viennent d'être exposées.

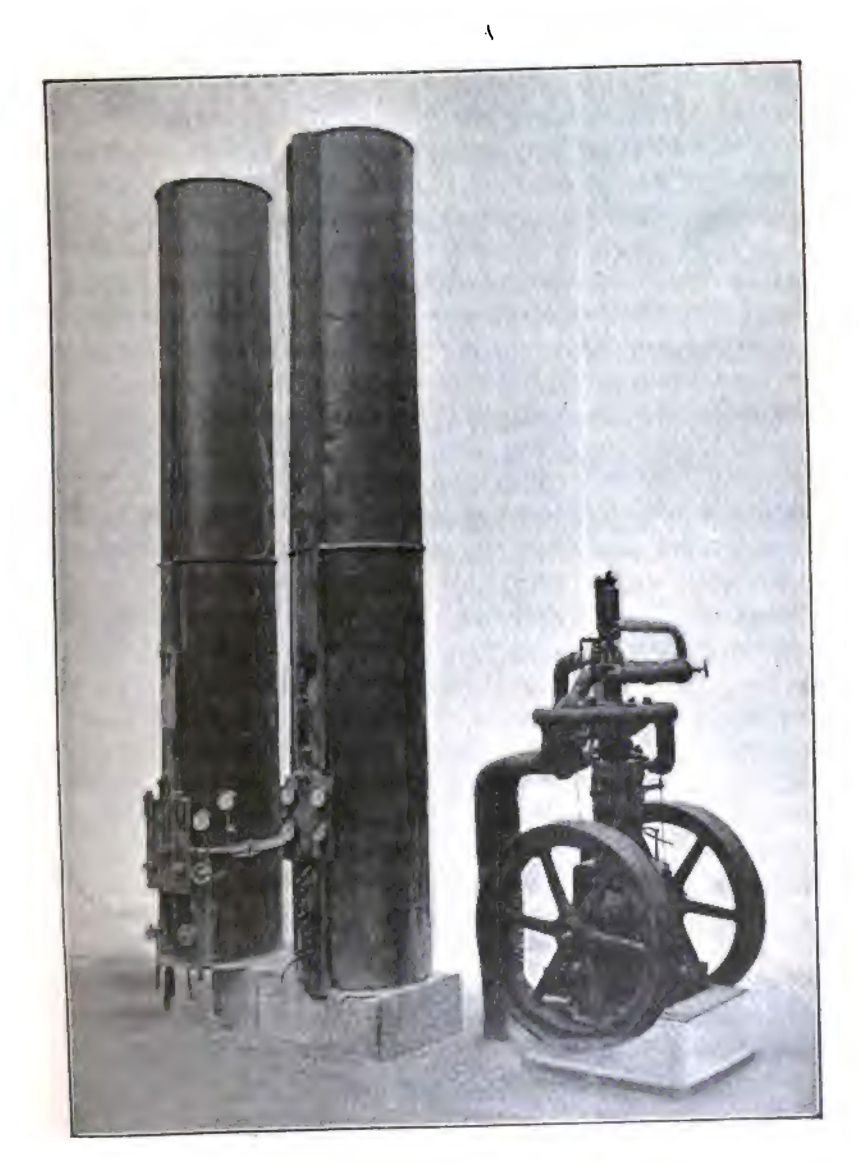


Fig. 9. — Appareil G. Claude fonctionnant à l'usine de Boulogne-sur-Seine et produisant 1.000 mètres cubes d'oxygène par 24 heures.

L'un peut faire par jour 700 mètres cubes d'oxygène à 96-98 0/0, l'autre 1.000 mètres cubes. La figure représente la vue de ce dernier. On y voit, à droite, la machine productrice d'air liquide; au milieu, la colonne renfermant les échangeurs et le liquéfacteur, dont j'ai expliqué le rôle; enfin, à gauche, la colonne de distillation. On ne distingue naturellement pas le détail des appareils, protégés qu'ils sont contre la chaleur ambiante par un épais revêtement en matière calorifuge. Étant donné que la hauteur des colonnes est d'environ 4 mètres, on sera sans doute frappé par les dimensions extrêmement réduites de cet appareil, eu égard à l'énormité relative de sa puissance de production, qui dépasse de beaucoup la somme de celles de toutes les usines d'oxygène actuellement existantes en France.

Ce privilège de dimensions aussi réduites, les appareils à oxygène le doivent à la température extrêmement basse à laquelle ils fonctionnaient. Leur température absolue de fonctionnement étant 4 fois moindre que celle des colonnes à alcool, il en résulte que, toutes choses égales d'ailleurs, les gaz y circulent 4 fois plus denses.

On me permettra d'estimer, avant de terminer, que l'ère des grandes applications de l'oxygène est dès maintenant ouverte, et que cette ère, spécialement pour la métallurgie, les industries chimiques, celles de l'éclairage, ne sera rien moins qu'une ère de bouleversements profonds. Ce sont là des paroles qu'on estimera peut-être un peu enthousiastes ; et pourtant l'enthousiasme ne me semble pas exagéré en présence des procédés dont l'ambition est d'obtenir ce gaz si prodigieusement actif au taux de 1 mètre cube et plus par cheval-heure, c'est-à-dire de multiplier par 20 ou 30 l'efficacité des actuels procédés basés sur l'électrolyse de l'eau.

———— ——

RECHERCHES EXPÉRIMENTALES SUR LA GRAVITATION;

Par M. V. CRÉMIEU [1].

Les seules expériences faites sur la gravitation ont porté sur la détermination de la constante de Newton. Aucun travail expérimental méthodique n'a été entrepris pour chercher à expliquer la gravitation elle-même.

Rien ne prouve, *a priori*, que la gravitation soit « quelque chose qui se propage »; et, de plus, le fait qu'aucune substance ne fait écran aux forces newtoniennes rend bien difficile la conception d'expériences sur la vitesse de cette propagation problématique.

Seule, l'étude des variations de l'attraction avec le mouvement des corps attirants a été ébauchée et n'a donné aucun résultat net.

Cependant toutes les conceptions actuelles de la physique reposent sur la notion de force s'exerçant à distance et obéissant à la loi de Newton ou à des lois similaires. Les théories les plus récentes, celles où la masse n'est plus un invariant irréductible, et où l'inertie est considérée comme d'origine purement électromagnétique, reposent, comme leurs devancières, sur des actions à distance, sans se préoccuper de la façon dont elles peuvent s'exercer.

On sait d'ailleurs qu'il y a contradiction entre cette conception, qui comporte réversibilité et indestructibilité, et, d'autre part, le principe expérimental de la dégradation de l'énergie. Les théories actuelles s'en tirent en invoquant la loi des grands nombres; la grossièreté de nos sens ne nous permet de percevoir que des effets moyens, pour lesquels la probabilité de réversibilité est infiniment petite; en sorte que l'irréversibilité qui nous frappe et, par suite, la contradiction qu'elle semble introduire, ne seraient qu'apparentes.

Il m'a semblé qu'il ne serait pas impossible de demander à l'expérience si la loi de la nature est bien celle de Newton, avec la réversibilité qu'elle comporte, ou si, au contraire, la contradiction est réelle. Dans ce cas, il faudrait que les phénomènes dans lesquels l'énergie gravifique entre en jeu entraînent, comme tous les autres, une dégradation d'énergie.

C'est ce point que j'ai cherché à vérifier; voici les remarques qui

---

[1] Communication faite à la Société française de Physique : Séance du 17 novembre 1905.

ont guidé le choix des expériences auxquelles je me suis arrêté.

Processus de la dégradation de l'énergie. — Les phénomènes qui ont pour siège la matière pondérable sont toujours causés par l'évolution, au sein de cette matière, d'une quantité d'énergie d'une forme déterminée : or cette évolution entraîne inévitablement une transformation partielle en une énergie de forme différente, et c'est cette transformation qui provoque la dégradation d'énergie résultant du phénomène considéré.

En d'autres termes, en dehors de la gravitation, on ne connaît jusqu'ici aucun phénomène qui ne mette en jeu qu'une seule forme d'énergie; les diverses formes d'énergie qu'on voit apparaître sont liées entre elles par des lois d'équivalence, et la diminution d'énergie libre est, pour chaque forme, liée aux diminutions relatives aux autres formes.

La poussée hydrostatique comparée à la gravitation. — Ceci posé, on peut faire la comparaison suivante : considérons les variations de propriétés physiques entre l'état gazeux et l'état liquide, pour une même substance. Nous connaissons la diminution d'énergie libre correspondant au passage du premier au second de ces états. Nous savons d'ailleurs que la gravitation s'exerce dans l'un et l'autre.

De plus, l'ensemble des connaissances physiques nous a imposé l'idée d'un milieu impondérable, remplissant tout l'espace et pénétrant tous les corps ; et, implicitement, tout le monde admet bien que c'est à cet « éther » qu'est due la gravitation elle-même. Enfin les phénomènes électriques et optiques nous ont appris que l'état de l'éther est fonction de l'état de la matière avec laquelle il coexiste.

Nous sommes donc en présence du fait expérimental de l'attraction newtonienne, sur laquelle nous ne savons rien, dans une situation analogue à celle d'Archimède vis-à-vis des liquides après qu'il eut trouvé la loi de la poussée hydrostatique. Ignorant les principes de la mécanique et les lois de la gravitation, il aurait pu interpréter le fait de la poussée exercée par le liquide comme résultant de la tendance de celui-ci à occuper seul l'espace qui lui est offert, chassant de son sein tous les corps hétérogènes. Et, comme nous pour la gravitation, Archimède aurait constaté que l'interposition d'un écran quelconque entre les corps immergés et la surface libre, en apparence surface attirante, ne modifiait en rien les effets de cette pseudo-attraction, la poussée hydrostatique existant ainsi en tous les points des liquides.

Il me semble qu'il n'y a aucune absurdité, *a priori*, à imaginer que l'éther du vide se comporte, par rapport à la matière pondérable, d'une façon analogue, mais plus complexe, parce qu'il pénètre les corps.

Cela revient à imaginer l'orientation initiale du système du monde, occupé au début par un chaos d'éther et de matière, vers un état d'équilibre final, qui sera atteint quand l'éther aura réduit à une seule toutes les discontinuités que constituent dans son sein les portions encore isolées de matière pondérable.

Par suite, la quantité d'énergie gravifique libre ira toujours en diminuant, et l'hypothèse qui me guide revient à admettre que cette diminution s'opère d'après les mêmes lois que celles connues, relativement aux autres formes de l'énergie.

On peut en déduire deux ordres de conséquences, vérifiables par l'expérience.

1° *Transformation de l'énergie gravifique.* — En premier lieu, l'évolution au sein de l'éther d'une quantité d'énergie gravifique devra provoquer une transformation partielle en énergie de forme différente, et telle qu'elle entraînera la dégradation voulue par notre hypothèse. Cette énergie, intervenant à la manière habituelle qui est celle prévue par la loi de Lentz, provoquera des réactions qui tendront à s'opposer à l'évolution de l'énergie gravifique.

J'ai tenté autrefois l'expérience sous la forme suivante : Sous le plateau d'une balance très sensible sans couteau[1], on suspendait une sphère équilibrée par des poids convenables. En approchant de cette sphère une très grosse masse de plomb, on obtenait une déviation de quelques millimètres, due à l'attraction newtonienne. Quand l'équilibre était rétabli, un système de déclic très puissant permettait de lancer brusquement vers le bas la grosse masse de plomb. D'ailleurs les appareils étaient installés de telle façon que la projection de cette masse ne communiquait aucune trépidation à la balance.

L'effet attendu était une impulsion de la sphère attirée, dans le sens du mouvement communiqué à la masse attirante.

Les résultats ont été négatifs. Mais les variations en jeu étaient très faibles. Ces expériences seront reprises sous peu avec une balance appropriée et des masses plus fortes.

2° *Dégradation de l'énergie gravifique.* — La seconde conséquence

---

(1) *J. de Phys.*, juillet 1902.

vérifiable de notre hypothèse, c'est la variation de l'énergie gravifique libre dans des milieux matériels différents.

Quand on passe de l'état gazeux, qui présente pour toutes les substances une grande uniformité de propriétés, à l'état liquide, l'énergie libre sous les formes calorifiques et mécaniques subit une diminution très variable suivant la nature du liquide. L'état de l'éther étant lié à celui de la matière, on peut s'attendre à ce que l'énergie gravifique libre de l'éther varie quand on passe des gaz aux liquides, et varie aussi d'un liquide à un autre.

J'ai soumis ces deux conséquences aux vérifications expérimentales suivantes :

Expériences sur des gouttes liquides. — On peut obtenir des liquides non miscibles et de densité identique, les autres propriétés de ces liquides étant d'ailleurs très différentes. L'état de l'éther coexistant avec eux sera aussi très différent. Si, au sein d'une grande masse du liquide A, on immerge plusieurs gouttes du liquide B, ces gouttes constitueront pour l'éther qui pénètre le liquide A une discontinuité qu'il tendra à faire disparaître. Les gouttes seront soit chassées vers la surface qui limite le liquide A, soit poussées les unes vers les autres et réunies en une seule goutte.

On sait au contraire que, dans la théorie du potentiel newtonien, les gouttes devraient rester immobiles, la poussée hydrostatique équilibrant exactement l'attraction mutuelle des gouttes.

Or j'ai observé que les gouttes se rapprochent lentement, dans des conditions où les effets capillaires ne peuvent pas intervenir.

Il faut opérer sur un liquide maintenu à une température constante et uniforme, et à l'abri de toute trépidation. Ces conditions sont réalisées dans la cave obscure d'une ferme [1] distante de 2 kilomètres de tout endroit habité, et où j'ai réalisé mes expériences.

La bâtisse est en partie creusée dans le schiste silurien qui forme la base des terres environnantes. La température, parfaitement uniforme, ne varie pas dans cette cave de 0°,05 du jour à la nuit.

Le liquide était un mélange d'eau distillée et d'alcool absolu, les gouttes faites d'huile d'olive épurée.

Le mélange, de densité égale à celle de l'huile, est soigneusement purgé de poussières par des filtrages successifs, puis débarrassé d'air par ébullition sous le vide, à froid.

---

[1] Cette ferme est située aux Ombries, par le Poujol (Hérault).

Pour l'expérience, on le plaçait dans un cristallisoir cylindrique de 10 centimètres de hauteur, 15 centimètres de diamètre, dont les bords supérieurs rodés peuvent être fermés par une glace transparente plane.

Les gouttes d'huile sont introduites avec un tube capillaire très fin, qu'un dispositif très simple permettait de retirer normalement à la surface du liquide, à l'aide d'un déclic assez brusque pour que la goutte d'huile, retenue par frottement, restât immergée dans le liquide.

La difficulté est de réussir des gouttes parfaitement exemptes de poussière et de bulles d'air; les poussières, du reste, retiennent toujours de petites bulles d'air. Si petites soient celles qui restent, elles suffisent par leur dilatation, sous l'action des variations de la pression atmosphérique, à transformer les bulles en de petits ludions qui sont toujours en mouvement, jusqu'à ce qu'ils viennent se coller à la surface où la capillarité les retient.

Le cristallisoir est protégé par un cylindre métallique contre le rayonnement de l'observateur.

On observait la projection des positions des gouttes dans un plan vertical et dans un plan horizontal. Pour cela, le cylindre métallique, ouvert à sa partie supérieure, portait, de plus, une fente verticale. Sous le cristallisoir, et en face de la fente, se trouvaient deux miroirs plans. Les gouttes jaunes, éclairées par un faisceau de lumière réfléchie envoyé dans des conditions convenables, se détachaient nettement de la masse du liquide. On repérait leur position sans erreur de parallaxe sensible, grâce aux miroirs, sur un quadrillage tracé sur verre.

Ascension verticale d'une goutte. — Quels que soient les liquides employés, l'égalité absolue de densité n'est jamais obtenue; d'ailleurs, il se produit toujours de légères altérations chimiques qui viennent modifier les densités initiales. Par suite, les gouttes montent ou descendent avec une extrême lenteur.

En particulier, dans le cas des gouttes d'huile, dans un mélange d'eau et d'alcool, le phénomène connu des *larmes du vin fort* amène une augmentation lente de la densité des couches inférieures. Par suite, les gouttes d'huile montent lentement vers la surface; on constate de plus que leur transparence initiale est troublée, petit à petit, par une opalescence grisâtre.

On sera assuré que la masse liquide est en repos parfait lorsque

l'ascension de la goutte d'huile se fera suivant une verticale.

Dans les conditions où j'ai opéré, on obtenait, dans le cas d'une seule goutte, une ascension très sensiblement verticale.

Ascension dans le cas de plusieurs gouttes. — Si l'on introduit deux gouttes en même temps, les phénomènes changent. Il faut noter que la réussite simultanée de deux gouttes est assez difficile à obtenir, et il suffit qu'une seule des gouttes soit ratée, contienne de l'air, ou se scinde au moment du déclic, pour que tout soit à refaire.

J'opérais sur des gouttes d'un diamètre variant de 1 à 5 millimètres et formées autant que possible, dans un même plan horizontal, sur un même diamètre du cristallisoir, à 20 ou 30 millimètres des bords. Leur distance initiale était environ de 100 millimètres.

Les lectures faites de deux en deux heures permettaient de suivre les trajectoires des gouttes. J'ai pu ainsi constater que l'ascension se fait suivant des trajectoires à courbure très faible, dirigées de façon à rapprocher les gouttes. Les vitesses de rapprochement sont assez sensiblement entre elles comme l'inverse de la distance des gouttes.

J'ai pu réaliser, de juillet à septembre 1902, six expériences de ce genre. Pour deux d'entre elles, j'ai réussi, de plus, à introduire, au cours de l'expérience commencée avec deux gouttes, une troisième goutte; les trajectoires des deux premières ont été déviées vers cette goutte.

La *fig.* 1 représente le graphique horizontal d'une expérience faite sur des gouttes de diamètre égal à 2 millimètres environ. La durée totale de l'expérience a été de soixante-dix heures.

Les portions aa' et bb' se rapportent à l'attraction entre les deux premières gouttes; $a'a''$, $b'b''$, cc' sont les trajectoires obtenues après l'introduction de la troisième goutte.

L'expérience a été arrêtée par l'arrivée des gouttes à la surface, où la capillarité les a rapidement réunies.

Il est certain qu'il y a là un phénomène curieux, pouvant s'interpréter comme un commencement de preuve en faveur de notre hypothèse.

Toutefois les interprétations possibles sont très nombreuses. En particulier, l'opalescence qui apparaît dans les gouttes est assez inquiétante.

J'ai entrepris de répéter cette expérience dans de meilleures conditions.

D'une part, je dois à M. Bouty de disposer d'une grande cuve cubique, à faces parallèles, de 10 litres de capacité, dans laquelle les observations seront plus faciles.

De plus, des essais faits en août-septembre 1905 m'ont permis de constater d'abord qu'il est plus facile de former, dans de l'huile, des

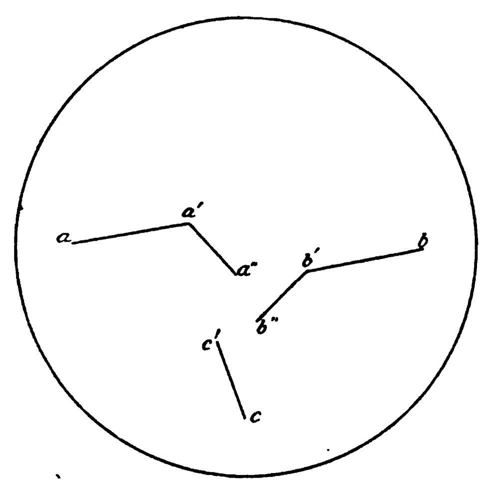


Fig. 1.

gouttes de mélange d'eau et d'alcool que de faire l'opération inverse ; en second lieu, qu'en prenant de l'huile d'olive dite huile vierge, et en faisant les gouttes avec de l'eau distillée et de l'alcool absolu, on ne voit plus apparaître aucun trouble dans les gouttes, même après plusieurs semaines.

L'huile n'étant pas volatile, sa densité demeure constante, et on obtient l'immobilité à peu près complète des gouttes immergées.

Je pense donc pouvoir répéter l'expérience dans des conditions meilleures, et la soumettre de plus à une vérification intéressante que mon regretté maître Potier m'avait suggérée.

Au lieu de former d'abord une seule goutte, puis deux, Potier proposait de former une seule goutte et de suspendre d'abord à l'extérieur de la cuve une sphère métallique, à une distance connue de la goutte. Après avoir observé l'effet de la sphère ainsi placée, effet très vraisemblablement nul, placer la sphère dans l'huile, à la même distance de la goutte que dans l'air.

Un accident a seul retardé de quelques mois ces vérifications.

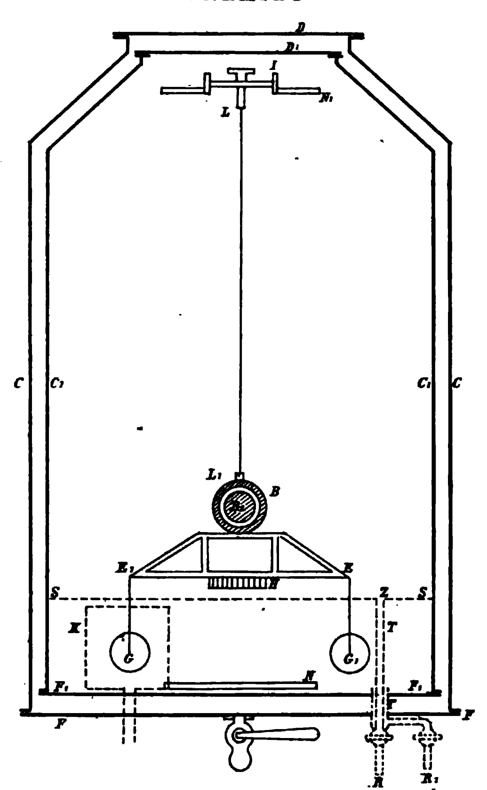

D
D1
I
N1
L
C
C1
C1
C
L1
B
E1
E
H
S
Z
S
K
T
G
G1
N
F1
F1
F
F
R
R1

Fig. 2.

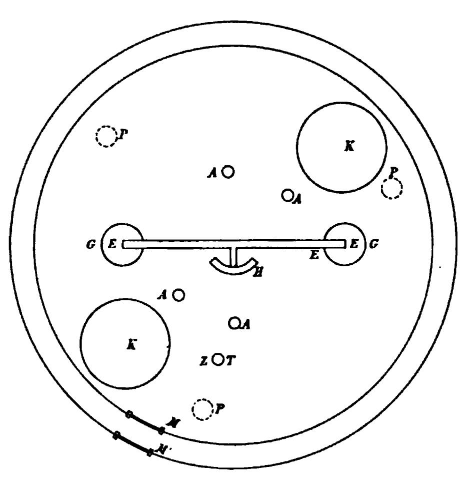

P
K
A
P
A
G
E
E
G
E
H
A
A
K
Z T
P
M
M'

Fig. 3.

Mais la constance de l'allure générale des courbes obtenues en 1902 m'a engagé à poursuivre, depuis cette époque, la mesure directe de l'attraction newtonienne entre deux solides immergés dans une même masse liquide.

Expérience de Cavendish au sein d'un liquide. — Dans les idées que j'ai exposées plus haut, l'attraction entre deux corps immergés dans deux portions d'un même liquide, séparées par un gaz, serait la même que dans le gaz. Elle serait différente si les deux corps plongeaient dans une même masse de liquide.

C'est pour cette raison que j'ai adopté la forme d'expérience suivante :

Des expérimentateurs, comme MM. Poynting et A. Gray, ayan reconnu l'impossibilité d'obtenir dans un liquide des oscillations régulières, j'ai abordé le problème autrement.

J'ai réalisé une balance de torsion ayant un zéro stable et susceptible, sous l'action des attractions qu'on lui fait subir, de passer sans oscillation d'une position d'équilibre à une autre. La balance est disposée de telle sorte qu'on peut faire des mesures croisées dans l'air et dans un liquide ; on n'a qu'à comparer les déviations obtenues, sans avoir à effectuer des mesures absolues.

Après trois années de recherches préliminaires, j'ai obtenu une enceinte dans laquelle aucun courant liquide ou gazeux ne puisse prendre naissance, et j'y ai installé une balance de torsion qui, au cours de la quatrième année (juin-octobre 1905), m'a fourni les résultats dont l'exposé va suivre.

Voici d'abord une description sommaire des appareils.

La balance de torsion repose sur un double fond F,F_1 en fer étamé épais. Ce double fond est supporté par trois colonnes de fonte P,P,P fixées par un lit de béton de 1 mètre d'épaisseur dans le rocher qui forme le sol de la cave.

Deux cylindres concentriques CC, C_1C_1, de $0^m,60$ et $0^m,70$ de diamètre et $1^m,20$ de hauteur, pesant chacun environ 100 kilogrammes, viennent, à l'aide de moufles et d'un pont roulant, reposer sur les plaques F,F_1 sur lesquelles on les boulonne. Des plaques boulonnées permettent de fermer la partie supérieure des cylindres, et un robinet de remplir d'eau l'intervalle compris entre eux.

La balance de torsion est installée à l'intérieur du second cylindre et placée par suite dans un écran liquide.

Le fil LL_1 qui supporte la balance de torsion est fixé au gonio-

mètre I ; celui-ci repose, par l'intermédiaire des plaques N, N_1, des colonnes A,A,A,A et de trois vis calantes, sur des plaques crapaudines placées en regard de P,P,P en même temps que les tirants qui relient entre elles les plaques F et F_1.

Le levier EE, de 402 millimètres de longueur, en aluminium évidé, porte deux sphères en bronze platiné G,G, dont les volumes sont rigoureusement égaux, et pesant chacune environ 1.000 grammes.

Le levier porte de plus une bobine B formant avec une bobine fixe B′ un électro-dynamomètre permettant de commander la balance après fermeture de la double enveloppe, et aussi de mesurer la torsion du fil LL_1 en fonction d'une intensité de courant.

Un miroir H, présentant dix facettes taillées sur un cylindre de 10 centimètres de diamètre et faisant entre elles des angles de 10°, permet de suivre les mouvements de la balance et d'opérer, sans démonter l'appareil, à des distances différentes entre les sphères mobiles et les masses attirantes.

Celles-ci sont formées des deux cylindres creux K,K, en bronze nickelé, dans chacun desquels on peut envoyer, par les variations de niveau d'un réservoir, 20 kilogrammes de mercure.

L'ensemble de ces appareils se trouve dans une salle dont trois parois sont adossées au rocher. La quatrième est fermée par une cloison très épaisse donnant sur une salle où sont installées l'échelle et la lunette d'observation. L'échelle, sur verre, divisée en demi-millimètres, est fixée dans une fenêtre de la cloison, au-dessus d'un solide pilier de briques qui porte la lunette. La distance de l'échelle au miroir est de 413 centimètres, et la lunette permet d'apprécier nettement le dixième de millimètre.

On règle la balance de torsion de façon à faire coïncider la trace du fil L avec le milieu de la distance GG, le milieu de la distance KK et le centre du miroir H. Dans ces conditions, les deux sphères G,G viennent rencontrer en même temps les surfaces des cylindres. On lit la division de l'échelle et le numéro de la facette correspondant à ce contact. Alors, connaissant les dimensions des différentes pièces de l'appareil et les angles des facettes H, on peut, par de simples lectures à l'échelle et au goniomètre I, mesurer toutes les distances qui interviendront dans le calcul des déviations, y compris la distance de l'échelle au miroir H.

Pour opérer dans les liquides, on remplit le fond du cylindre intérieur jusqu'au niveau SS à l'aide d'un tube T. La partie centrale de

T est traversée par le tube Z qui forme déversoir. En réglant convenablement l'arrivée du liquide, on produit par ce déversoir une véritable succion de la surface liquide, ce qui permet de la nettoyer facilement.

Les choses sont disposées de telle façon que les fils E, E qui supportent les sphères G percent la surface S en des points dont la distance aux autres parties émergeant de S est, au minimum, de 89 millimètres.

La face supérieure des cylindres K est immergée à 15 millimètres au-dessous du niveau SS.

La disposition et la forme de ces appareils résultent de l'étude des conditions de stabilité d'une balance de torsion dans l'air. Il ne suffit pas que l'enveloppe qui protège la balance soit soustraite à toute trépidation, et que la température y soit constante et uniforme.

Il faut encore que cette enveloppe soit suffisamment étanche et rigide pour soustraire l'air qu'elle contient aux *variations de la pression atmosphérique*.

J'ai constaté, en effet, qu'une balance de torsion, placée dans un seul cylindre tel que C_1C_1, *fermé de façon à être étanche pour l'eau*, présentait, après que ses oscillations propres s'étaient amorties, des déplacements de zéro irréguliers, sans période définie, et se rangeant dans le temps suivant une courbe très analogue à celle d'un baromètre enregistreur pendant le même intervalle. De plus, un baromètre enregistreur placé à l'intérieur fournit une courbe identique à celle d'un baromètre laissé à l'air libre.

Ces constatations m'ont amené à adopter une double enveloppe avec couche liquide. Après que la température de cette couche liquide est devenue égale à celle de la salle, on voit les oscillations de la balance devenir parfaitement régulières.

J'ai pu, aidé par M. L. Malcles, suivre des oscillations d'une période de 15 minutes, depuis des élongations de 30° jusqu'à 20 ou 25 secondes, sans constater dans la période ou les décréments, d'autres anomalies que celles *très faibles* attribuables à la torsion résiduelle du fil de suspension.

D'ailleurs, la balance n'est jamais complètement immobile. Elle conserve toujours des oscillations de quelques secondes d'amplitude, ce qui correspond à quelques dixièmes de millimètre pour le déplacement du centre des sphères mobiles. De plus, le zéro se déplace, avec une période très longue relativement à la période de

la balance, autour d'une position fixe. Ces déplacements provoquaient, par exemple, une oscillation de 10 à 12 millimètres de l'échelle avec une période d'environ dix heures pour le dernier fil de suspension que j'ai utilisé, la période de la balance étant de 15 minutes 55 secondes.

J'attribue ces déplacements à la détorsion lente des fils dont les génératrices sont toujours inégalement écrouies par l'étirage ou le laminage.

Mais leur petitesse et leur régularité permettent d'effectuer les corrections correspondantes avec une grande exactitude.

Pour les mesures de gravitation, il est nécessaire que la circulation du mercure ne provoque pas d'échauffement appréciable par frottement ou par choc. Une élévation de quelques dixièmes de degré de la température des cylindres K suffit à provoquer de notables perturbations.

Il faut, de plus, en vue de rendre comparables les corrections de torsion résiduelle, lancer le mercure à des phases des oscillations de la balance choisies de façon à ce que l'amplitude de ces oscillations reste petite par rapport aux déviations à mesurer.

Avec ces précautions, j'ai mesuré, pour huit positions différentes des sphères mobiles, des déviations qui vérifient, dans une première approximation, la loi de l'inverse du carré de la distance, dans des limites de 25 à 10 centimètres entre les centres de G et K, et 15 centimètres à 4 millimètres entre leurs surfaces. Voici un exemple de la concordance des lectures successives et de l'ordre de grandeur des corrections de torsion résiduelle pour une distance de 102 millimètres entre centres :

		Arrivée du mercure		Départ du mercure
Déviations en millimètres	N° 1	103,2	N° 2	107,6
	3	101,2	4	103,2
	5	102,2	6	106,4
	7	102,3	8	106,6
	9	103	10	106,6
	Moyenne	102,3	Moyenne	106,1

Les calculs complets de ces observations n'ont pu encore être terminés.

Stabilité et mobilité de la balance de torsion immergée. — L'introduction de la couche d'eau SS modifie peu (100 millimètres au maximum sur l'échelle) la position du zéro de la balance, à la condition

que le plan du point d'attache L_1 et des centres de gravité des sphères diffère peu du plan de L_1 et des centres de poussée de l'eau sur les sphères.

Il faut trois ou quatre heures pour que la couche liquide devienne immobile. On constate alors que les petites oscillations qui persistaient dans l'air ont disparu. Les déplacements du zéro sont beaucoup plus lents et de moindre amplitude que dans l'air. La balance est sensiblement apériodique.

L'électrodynamomètre BB_1, tout à fait indispensable ici, permet, d'autre part, de vérifier que la sensibilité de la balance n'a pas varié.

Mais il faut pour cela une propreté parfaite de la surface SS *et de toutes les surfaces de contact entre le liquide et les parties immergées mobiles* [1]. En particulier, il faut qu'aucune bulle d'air ne reste collée contre les surfaces mobiles.

Aussi longtemps que ces conditions se maintiennent, on peut effectuer des mesures de gravitation avec une netteté plus grande que celle obtenue dans l'air ; car l'eau supprime, grâce à sa capacité calorifique, les petites perturbations dues aux échauffements inévitables du mercure en mouvement. Voici un exemple de la concordance des lectures successives :

	Arrivée du mercure		Départ du mercure
N° 1	56,8	N° 2	55,7
3	56,2	4	55,1
5	55,5	6	56
7	55,5	8	55,4

J'ai déterminé, pour quatre distances différentes, les déviations dans l'eau. Elles ont été supérieures à celles que la mesure effectuée dans l'air à la même distance permettait de prévoir. Voici les trois chiffres les plus sûrs :

---

(1) Le fléau dont je me suis servi avait été fait en vue d'appliquer à mes balances l'ingénieuse méthode du flotteur, imaginée par M. Burgess. Le flotteur était en ébonite et plongeait dans du mercure. Il supportait 2.200 grammes, ce qui réduisait à 300 grammes environ le poids supporté par le fil. Mais il se trouve que la balance à flotteur ne peut fonctionner que si toute la surface de contact du mercure flotteur demeure parfaitement propre. Or, au bout de très peu de temps, le mercure se ternit au contact de l'ébonite, même polie, ou vernie, ou recouverte d'une couche de cellulose. La propreté de la surface du mercure ne suffit pas.

Il faudrait un flotteur en verre ou en platine.

J'ai dû renoncer pour le moment à cette méthode : la balance à flotteur, libre au début, se collait pour ainsi dire au bout de quarante-huit heures, souvent moins, tout comme les sphères mobiles se collent contre l'eau.

Déviation dans l'eau	Déviation dans l'air
104,7	98
56,2	52,4
49,8	46

Je n'ai pu faire un plus grand nombre de déterminations faute de temps.

Du reste, pour reprendre ces expériences et faire les nombreuses vérifications qui s'imposent, il serait indispensable de modifier les appareils sur plusieurs points.

D'abord l'électrodynamomètre est mal adapté à son emploi et demande à être refait.

Mais il y a, de plus, un véritable vice de l'appareil. L'eau SS baigne en effet des parois en fer étamées et vernies ; elle touche aussi le joint de base du cylindre C_1C_1. Or, en dépit de lavages préalables longs et répétés, la couche liquide qu'on laisse ensuite immobile dissout lentement les vernis, l'oxyde de fer et les matières grasses. Celles-ci se déposent sur les sphères mobiles, dont la courbe platinée ne s'oxyde pas, mais devient visqueuse.

En fait, après quelques jours d'immersion, on constate que la balance n'obéit plus qu'à des courants très supérieurs à celui qui mesure sa sensibilité limite. Et, quand elle part, elle prend un mouvement brusque, comme si elle se décollait. Les mesures deviennent impossibles. On est obligé de démonter tout l'appareil pour nettoyer la surface des sphères, et de renouveler ensuite l'eau. Ces opérations sont extrêmement longues; elles compromettent, par les secousses inévitables, la constance des fils de suspension.

Il faudrait que la couche liquide ne touche que des parois métalliques inoxydables, ce qui entraînerait de très coûteuses modifications.

Pour le moment je ne conclus donc, de cette dernière expérience, qu'une seule chose :

Il est possible de répéter au sein du liquide l'expérience de Cavendish, dans des conditions égales, sinon supérieures, à celles réalisées dans l'air.

Quant aux idées que j'ai voulu soumettre à un contrôle expérimental, il est bien certain qu'il serait tout à fait prématuré de vouloir leur trouver une confirmation nette dans les résultats qui précèdent.

Mais ces résultats montrent, il me semble, qu'on peut espérer

trouver quelque chose de nouveau en opérant dans les liquides.

En terminant, je remplis un devoir agréable en remerciant tous ceux à qui j'ai eu recours.

D'abord mon maître, M. Bouty, qui n'a cessé de m'aider de toutes les ressources de son expérience et de son laboratoire ; M. H. Poincaré, dont les conseils ont été mon guide le plus constant et le plus sûr ; M. Bischoffsein, qui a libéralement contribué à l'installation du laboratoire des Ombries, et M. H. Malcles, qui a collaboré, à deux reprises, aux observations et aux montages.

Enfin, tous les constructeurs dont l'habileté, la complaisance et le désintéressement sont les aides précieux de tous les chercheurs : MM. Pellin, Dreyfus frères, Berlemont, la Société des accumulateurs Tudor et la Société du moteur Aster. Je dois à ces deux sociétés d'avoir pu disposer d'une batterie d'accumulateurs et d'un petit groupe électrogène qui en est le complément indispensable.

EXPLICATION ÉNERGÉTIQUE SIMPLE DE QUELQUES VIEILLES OBSERVATIONS DITES D' « ACTIONS CHIMIQUES DE LA LUMIÈRE » ;

Par M. Adrien GUÉBHARD.

J'ai essayé de montrer, dans un précédent travail [1], comment se pouvait dégager, d'une multitude incohérente de faits « d'apparences singulières et souvent contradictoires [2] », cette loi simple, que tous les agents, soit chimiques, soit physiques, d'excitation photographique, ayant un seul et même mode d'action, toujours opèrent

---

(1) *Sur la fonction photographique* (*J. de Phys.*, 4e série, t. IV, p. 334-348 ; 1905).

(2) L'expression est de Foucault et Fizeau, et se retrouve sous toutes sortes de formes dans les écrits des savants de l'époque, assez éminents pour être sincères, et qui ne mettaient aucune fausse honte à reconnaître les décevances de la logomachie prétentieuse qui, malgré les lointaines protestations de L. Moser, dès l'origine, masqua la claire simplicité des faits. Est-il besoin de dire qu'en reproduisant ces adjectifs, comme expression atténuée de la souffrance d'incompréhension que m'avait infligée un grand mois d'incursion rétrospective dans l'histoire de la Photographie [Voir mon mémoire *Sur l'inversion* (*Revue des Sciences photographiques*, t. I, p. 257-269, Pl. I et II 1904 ; — t. II, p. 97-114 et 161-187 ; 1905)] je n'avais aucunement l'intention d'en faire une application plus particulièrement personnelle au dernier des auteurs, qu'après une série d'autres très illustres, l'ordre historique me forçait à citer ? Quant à justifier mon dire, il me suffira, pour cela, de relever aux deux extrémités, la plus ancienne et la plus récente, de la série des temps, quelques citations, entre mille (Voir note A).

additivement, pour faire parcourir à l'impression résultante une courbe (*fig.* 1) qui, presque tangente à l'axe avant de devenir ascendante, explique les effets dits « de continuation », puis descendante, après un plateau d' « état neutre », ceux de « renversement », et enfin, revenue au voisinage de l'axe, ceux de prétendue « destruction » ou « effaçage », après lesquels une résurgence, mise définitivement hors de doute [1] par mes observations personnelles, correspond à ce que l'on a nommé « la régénération, la restitution de sensibilité », *deuxième renversement* de M. Janssen.

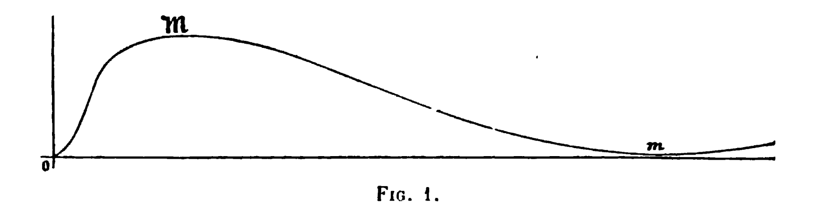


Fig. 1.

Il m'avait paru superflu, pour des lecteurs familiarisés avec l'usage des diagrammes physiques, de multiplier ici les exemples d'application, et je m'étais borné à exposer ailleurs [2], par le menu, comment se pouvaient ramener à la simplicité la plus élémentaire toutes sortes d'observations, anciennement ou récemment données comme caractéristiques « d'actions chimiques de la lumière ».

Parmi ces dernières je m'étais attaché particulièrement à la classique expérience spectrale [3], remontant aux temps protohistoriques

---

(1) *Vérifications expérimentales de la forme ondulatoire de la fonction photographique* (*C. R. Ac. Sc.*, t. CXLI, p. 559; 2 oct. 1905).

(2) *Revue des Sciences photographiques*, t. II, p. 169-187; sept. 1905 : *Exemples d'application des schémas synoptiques à des cas particuliers*. Voir aussi (t. II, p. 109; juillet 1905) comment une traduction toute triviale peut ramener à des évidences de La Palisse les effets de mots les plus savamment agencés.

(3) On me permettra de ne point m'occuper spécialement des expériences faites sous verres de couleur, où l'infidélité du filtre s'ajoute à toutes les autres causes d'erreur accumulées à plaisir.

Quand on voit un praticien, des mieux outillés pour la sélection spectroscopique des verres, en être réduit à attribuer aux rayons rouges l'effet de piles de verres dits jaunes, et aux rayons jaunes celui de verres dits rouges, puis ne pas s'étonner de voir apparaître une image spectrale du bleu et du vert derrière un verre spécialement préposé à l'interception du bleu et du vert, et enfin regarder cette apparition comme un signe de « sensibilité restituée » à une place où, le rouge n'ayant jamais pu atteindre, on se demande comment il y aurait pu exercer son *traitement* d'abord destructeur, puis régénérateur... quand on pense que c'est avec ce verre dit *jaune*, mais qui laisse passer à la fois l'extrémité

de la photographie (1), de la soi-disant action *destructrice* du rouge. Comme elle vient d'être exhumée à nouveau, et donnée ici même comme non comprise dans la loi de la *fonction photographique*, je dois croire que c'est celle-ci qui n'a pas été comprise, et me voici contraint de montrer, par un exemple que j'avais estimé superflu, comment *toutes* les singularités spectrales *sans exception* se trouvent, par un simple recours judicieux à la courbe schématique, soit expliquées, soit prévues.

Il ne faut pas oublier qu'à la base de toutes les expériences en question se retrouve le procédé du *voilage préalable* de la surface sensible, c'est-à-dire d'une opération qui, *à l'insu de l'observateur* insoucieux de mesurer ni le temps, ni l'intensité de l'exposition à la lumière diffuse (2), commence par amener tous les points de la surface sensible à un état d'impression correspondant à une ordonnée de la courbe fonctionnelle, de position absolument indéterminée entre le zéro et l'infini des abscisses.

Or, faire tomber ensuite sur une telle plaque un spectre, revient à ajouter à la valeur commune, indéterminée, d'impression initiale, une série de valeurs partant de zéro, du côté rouge, pour atteindre, du côté violet, une valeur toujours très grande, et d'autant plus grande que la pose aura été plus prolongée. Donc (si nous laissons hors de

---

inférieure du spectre et l'autre, — c'est-à-dire, en somme, du blanc atténué, — qu'ont été faites les expériences de *continuation*, à propos desquelles est mise en doute la possibilité d'obtenir, d'un blanc convenablement dosé, les effets, prétendus spécifiques de l'une ou l'autre de ses composantes... — il ne reste plus qu'à constater, pour éviter de s'y fourvoyer, le gâchis expérimental que perpétuent des procédés incapables de dissocier, mieux que les rayons élémentaires, aucune des circonstances fondamentales du problème.

(1) C'est l'expérience de Lerebours, Foucault et Fizeau, répétée par Edm. Becquerel, *Des effets produits sur les corps par les rayons solaires* (*Ann. de Chim. et Phys.*, 3e série, t. IX, p. 257-321, Pl. III ; 1843) ; — J.-W. Draper, *On certain spectral Appearances, and on the Discovery of Latent Light* (*Philos. Mag.*, 3e série, t. XX, p. 348-349 ; 1842) ; *Researches on actino-chemistry* (*Amer. Journ. of Sc.*, 3e série, t. V, p. 25 ; 1873) ; — Herschel, *On the Action of the Rays of the solar Spectrum on the Daguerrotype Plate* (*Phil. Mag.*, 3e série, t. XXII, p. 120 ; 1843) ; — Capt. Abney, *On the Reversal of the developed photographic Image* (5e série, t. X, p. 200-208, Pl. V-VI ; 1890), etc., et en dernier lieu par M. P. Villard, *Sur les actions chimiques de la lumière* (*J. de Phys.*, 4e série, t. IV, p. 620 ; 1905).

(2) Ce qu'il y a de plus curieux, étant donné ce que l'on sait de l'équivalence des *Neben- Vor-* et *Nachbelichtungen* (H.-W. Vogel, *Handbuch der Photographie*, t. II, p. 100 ; 1894), c'est de voir le même observateur, qui a opéré sans la moindre mesure le formidable voilage à la lumière diffuse du jour, s'inquiéter tout d'un coup, par des précautions d'ailleurs maladroites, d'éliminer le voile très infime, mais supposé nuisible à l'action destructrice du rouge, que peut donner le bleu de la fente du spectroscope.

cause, provisoirement, pour ne pas compliquer inutilement les choses, la brève chute de l'extrémité ultra-violette), nous pouvons dire, en nous en tenant à la partie comprise du rouge au violet, que chaque image spectrale sera schématisée par un arc de la courbe fonctionnelle, commençant à l'ordonnée du voilage et ne se terminant qu'à celle de l'extrême surpose violette.

Si voilage et surpose ont été extrêmement faibles, on reste sur l'arc ascendant de la courbe ; les variations, imperceptibles aux points extrêmes, de dérivée presque nulle, frappent surtout vers le milieu : c'est la « continuation » par les rayons moyens, par le jaune.

Mais, pour peu que l'ordonnée de départ soit un peu élevée, ou l'action spectrale prolongée, voici paraître le rouge [1], timidement d'abord, en simple *excitateur* ou *continuateur*, à côté du violet... *destructeur!* Car il est presque impossible, alors, que le violet n'ait point dépassé le maximum, et commencé cette chute qui, dans l'image spectrale complète, creuse ce faux minimum [2], encadré de deux faux maxima, sur lesquels j'ai suffisamment insisté, dans mon premier exposé, pour n'avoir pas à y revenir. Ajoutons seulement, puisqu'il faut être explicite, que, du rouge au violet, la schématisation se fait alors par une portion de courbe commençant en deçà de M, pour la partie normale, et se continuant plus ou moins loin, sur la descente, pour la partie violette inversée.

Au fur et à mesure que le voilage et la pose augmentent, les deux extrémités de l'arc s'écartent en avançant sur l'axe des x et cessent bientôt de comprendre le premier maximum, tandis que le rouge progressivement marche vers le minimum.

Supposons que le voilage ait à peine dépassé la petite seconde qui, presque toujours, suffit pour amener la fonction au voisinage du maximum. Quoique ce soit juste à ce moment précis que le rouge (après les autres) commence son rôle « destructeur », ce n'en sera pas moins lui qui étalera la partie la plus venue d'un spectre totalement inversé sur fond noir, et où c'est le violet qui, s'il n'a point franchi le point m, apparaît comme le véritable *destructeur*.

Mais ce rôle ne lui va guère : emporté par son excès d'énergie, il dépasse plutôt le point mort, et, remontant l'autre branche de la courbe, entraînant après lui sa suite, il commence à réédifier, en

(1) Voir note B.
(2) Voir note C.

grisaille, une tête normale de spectre rénové, en arrière de laquelle le rouge traînard, péniblement descendu tout au long de la côte, interminablement s'enlise au bas-fond, sans plus arriver à en sortir[1], et dessine en un blanc presque pur, au milieu de la plaque entièrement voilée, sa place, où la persistance de quelques raies inversées contribue à fortifier l'apparence d'une *destruction* qu'ont semblablement opérée, chacun en son temps, tous les autres rayons.

De là à parler d'*effaçage*, de *régénération*, il n'y a qu'un pas ; et il est certain que si, sur la portion de plaque ainsi blanchie, on faisait agir, ou les rayons rouges eux-mêmes pendant un temps encore plus long, ou d'autres, plus actifs, pendant un temps suffisant, l'on verrait l'impression *repartir* sur la deuxième montée de la courbe. C'est ce que l'on a appelé « la sensibilité complètement (?) rétablie » après « traitement par le rouge ». Mais n'avons-nous pas vu la même sensibilité, bien plus tôt, et bien mieux, rétablie à l'autre extrémité du spectre, où il serait pourtant excessif de prétendre qu'ait pu agir, à un moment quelconque, le « traitement par le rouge » ? Pouvait-il être meilleure preuve de la non-spécialité de cette action, et de la généralité d'une propriété qu'on s'efforce en vain de monopoliser pour l'extrémité du spectre où elle est le moins développée [2] ?

---

[1] J'ai, dans toutes mes publications, insisté sur l'extension, beaucoup plus grande qu'elle n'a pu être figurée, de la tangence minimale au deuxième changement de signe de la dérivée, et sur la très longue durée de ce *deuxième état neutre* de M. Janssen auquel il est évident que l'on peut arriver non seulement par une infinité de modes de superposition de deux impressions, mais encore, dans la limite très étendue où la fonction et la dérivée demeurent ensemble presque nulles, avec une latitude assez grande de temps de pose pour donner à un observateur peu curieux des au-delà l'illusion d'un *zéro permanent quel que soit le temps de pose.* Cela revient à ignorer la prolongation de la courbe et à demeurer, avec l'infra-rouge, arrêté à la première chute.

Mais encore est-il avéré que le rouge lui-même finit par se dégager : la raie B a été vue se montrant en arrière-garde du spectre rénové. Et comment concevoir celui-ci sans une résurgence de la courbe ? L'assertion d'un *zéro rigoureusement indépendant du temps de pose* est en contradiction formelle avec la constatation d'une *sensibilité complètement rétablie.* C'est qu'en effet l'une et l'autre formule ne sont que des approximations très grossières, lesquelles, une fois réduites à leur juste et très peu *rigoureuse* valeur, se trouvent, ainsi que tout le reste, parfaitement comprises dans la *fonction photographique*, bien comprise.

[2] Parler de « sensibilité restituée », c'est présupposer une sensibilité détruite. Or ce n'est pas le rouge qui a pu opérer cette destruction aux emplacements du jaune et du bleu, d'où il s'est trouvé toujours rigoureusement exclu. Donc, ce ne peuvent être que le bleu et le jaune eux-mêmes, seuls agissant sur place, qui ont parachevé cette « destruction », préliminaire indispensable d'une « restitu-

Si c'est là qu'on l'observe le plus souvent, c'est justement à cause de l'impuissance du rouge à se tirer de la fosse où conduit, neuf fois sur dix, un voilage opéré d'une main tant soit peu lourde (1), lequel, par l'ensemble des radiations, bien plus que par le rouge (2), avance l'œuvre de pseudo-destruction, facilement activée par une dernière poussée vers zéro de l'ordonnée déjà déclinante du début de la courbe schématique.

Mais, quels que soient le point de départ et le point d'arrivée, en cette course à l'inversion, sur la piste fonctionnelle, que provoque infailliblement l'emploi de la plaque voilée en photographie spectrale, il n'est pas un cas, on le voit, *pas un seul* (3), qui, dépouillé du masque d'apparat de ses accessoires de clinquant, ne puisse être représenté complètement et fidèlement par une portion corrélative de la courbe symbolique, et ramené le plus simplement du monde à la loi *absolument générale* de la fonction photographique.

Certes il y a lieu, pour procéder à la sommation des énergies

tion de sensibilité ». Donc enfin, voilà un exemple de sensibilité restituée, pour la « lumière destructrice » elle-même, absolument contradictoire avec les subtiles arguties imaginées pour concilier l'héroïcité spécifique du « traitement par le rouge » avec l'identique propriété reconnue au blanc vulgaire, bien avant les rayons X.

(1) Toutes les données expérimentales prouvent que ce n'est qu'après de massifs voilages que le rouge manifeste son pouvoir destructeur. Singulier pouvoir, impuissant devant une impression faible, actif seulement à l'encontre (en réalité *à l'aide*) d'une première impression très forte!

(2) N'est-ce point par le blanc que se pratique couramment (ALBERT LONDE, *Traité pratique du développement*, p. 74) l' « effaçage » du voile ou de l'impression des plaques non développées, et la régénération de la sensibilité par le blanc pour le blanc, c'est-à-dire pour la « lumière destructrice » elle-même? N'est-ce point par le blanc que s'obtiennent, dans la recherche des « positives directes », ces pures transparences (ou *destructions* achevées), comme il n'est pas de praticien qui n'en ait, même sans rayons X, et sans songer à les exhiber, rencontré souventes fois par hasard, si belles qu'à d'aucuns, ignorants des détails de la fonction photographique et peu difficiles sur la rigueur d'identification des valeurs, elles ont été jusqu'à suggérer l'insoutenable présomption d'avoir vraiment résolu l'insoluble problème du *contretype direct* (type *identique* à un autre en valeur, mais retourné en positions), inutilement réclamé, à grand renfort de prix, par toute l'industrie phototypique, anxieuse de se débarrasser de la délicate opération du pelliculage?

(3) Si cependant quelque physicien croyait apercevoir encore une objection non prévue par ma synthèse, forcément un peu abstraite, mais qui ne mériterait plus son nom s'il était démontré qu'un seul cas lui échappât, je lui saurai le plus grand gré de me la signaler, pour être résolue soit par correspondance privée soit par discussion publique, étant persuadé que, si elle ne se trouvait point comprise dans les portions de courbe schématique qui ont servi à confirmer jusqu'ici tous les faits soulevés à l'encontre, elle ne pourrait qu'aider, par réciprocité, à la découverte des au-delà qui restent encore à déterminer.

qui, toujours dans le même sens, s'ajoutant les unes aux autres, « poussent » l'impression sur sa courbe et la font successivement « monter » et « descendre », il y a lieu de tenir compte, entre autres, de la sensibilité spécifique des surfaces et de l'intervention du développement (1) ; mais pas plus, ni autrement, que, dans une opération de roulage, du coefficient de frottement et de l'emploi de renforts capables de modifier la marche du véhicule, mais point le chemin à parcourir. Sous quelques formes que se manifestent les sensibilités de surface : changement de couleur, d'affinité pour les vapeurs, de cohérence, de conductibilité électrique, d'ionisation etc. ; sous quelque forme qu'intervienne l'action révélatrice, développatrice, renforçatrice, etc., le graphique de la marche peut changer, mais point le profil de la route ; et vouloir s'attacher autrement à ces détails (2) équivaudrait à s'inquiéter, au moment de monter en

(1) C'est même d'une observation fortuite relative au développement [*Inversion de l'image* sous *posée par* sur *développement lent* (*Bull. Soc. fr. de Phot.*, 2e série, t. XX, p. 64 et 189 ; (1904)] que sont sorties toutes les présentes études, et que, grâce à mon *Essai de représentation du développement photographique en fonction de sa durée* (*C. R. Ac. Sc.*, t. CXXXVIII, p. 491 ; 22 février 1904), j'ai pu donner, d'un des derniers accidents, demeurés inéclaircis, de la pratique photographique [*Sur la cause du silhouettage photographique* (*C. R. Ac. Sc.*, t. CXL, p. 714, 13 mars 1905, et *Soc. de Phys.*, 3 mars 1905)], et *Sur l'identité de cause du silhouettage blanc et du silhouettage noir* (*C. R. Ac. Sc.*, t. CXL, p. 1334, 15 mai 1905), une explication qui, malgré les démentis dont elle a été, à défaut d'objection sérieuse, l'objet, m'a déjà conduit à des constatations [*Sur l'irradiation* (*C. R. Ac. Sc.*, t. CXL, p. 1346, 29 mai 1905, et t. CXLI, p. 420, 28 août 1905 ; *Du rôle de l'irradiation en spectrophotographie* (*C. R. Ac. Sc.*, t. CXLI, p. 559, 2 octobre 1905)] qui pourront avoir, pour la photographie spectrale en particulier, et la photographie astronomique en général, les plus importantes conséquences.

(2) D'un seul mot, dont on ne contestera pas l'autorité, nous montrerons ce que valent, à un point de vue tant soit peu élevé, les *distinguo* chinois de chlorure à bromure, de plaques à papiers, de grain fin à gros grain, de noircissement direct à indirect, d'excès à défaut de sel, de développement physique à chimique, etc., où s'enferme complaisamment l'ingéniosité du chimiste comme en autant de cloisons étanches barrant à la vue tout large horizon : « *Tous* les sels d'argent (*sic*) éprouvent les *mêmes* actions de la part des rayons solaires. » [Edm. Becquerel, *Effets produits sur les corps par les rayons solaires* (*Ann. de Chim. et de Phys.*, 3e série, t. IX, p. 314 ; 1843) (Voir aussi note D)]. — Evidemment, cela ne veut point dire que partout et toujours les apparences seront les mêmes ; mais c'est le propre du physicien de rechercher, dans la variété des apparences, la communauté des lois. Le ballon qui monte et la pierre qui tombe n'obéissent-ils pas à la même loi de gravitation que le sous-marin qui nage et le grain de poussière qui vole ? Pourquoi le gaïac et le soufre, impressionnés par les radiations, n'obéiraient-ils pas à la même loi que le gélatino-bromure ou le zinc amalgamé, ou la limaille d'un radio-conducteur ?

Sur maints papiers, à noircissement direct ou indirect, le minimum d'inversion échappe à l'observateur superficiel qui ne songe pas à regarder par trans-

voiture, de la robe des chevaux plutôt que de leur force, et de la couleur de la caisse plutôt que de son poids et mode de suspension.

Évidemment, si, en employant le bon vieux papier salé avec lequel, avant Bayard, précurseur de Daguerre, le physicien Charles, en 1780, — par *inversion*, sûrement — obtenait déjà des silhouettes ; cet excellent papier argentique qu'à cause même de sa facilité d'inversion choisirent de tout temps, pour le soumettre à toutes les tortures de la chimie, les chercheurs de « positives directes (1) »; si l'on en retire l'excès d'azotate d'argent (2), il se peut que tout phénomène d'inversion momentanément disparaisse. Mais personne a-t-il jamais pu douter qu'en supprimant les roues d'un carrosse, ou seulement une, il n'y eût, ensuite, grand'peine à le remettre en route? Pourtant, qu'on varie l'effort, qu'on y mette le temps, il est sûr qu'on arrivera tout de même, pour peu qu'on sache s'y prendre, à hisser le véhicule au haut de la côte et à lui faire franchir col et val.

Si, d'une glace sensible, on enlevait non seulement le sel d'argent, mais encore la gélatine, il est certain qu'il faudrait un autre effort pour produire, sur le verre net, l'image, et lui faire parcourir le cycle de l'inversion; mais Moser l'a fait et a montré (3) que toutes les radiations, à de simples différences de temps près, produisent les mêmes résultats, c'est-à-dire qu'après avoir été *excitatrices*, elles se montrent toujours, suivant la terminologie qu'il combattait, *continuatrices* d'abord, puis *destructrices*, soit d'elles-mêmes, soit des autres, avec une périodicité d'action, peut-être pas cyclique, mais identique à celle que montrent les surfaces daguerriennes, sensibilisées *ou non* (4), et tout analogue à celle que je n'aurais jamais

---

parence. LÜPPO-CRAMER l'a cependant constaté sur celloïdine (*Wissenschaftliche Arbeiten auf dem Gebiete der Photographie*, chap. IV, p. 37, note ; 1902) ; moi-même, sur citrate ou bromure [*Sur une particularité de l'inversion de l'image sousposée par surdéveloppement* (*Bull. Soc. fr. de Phot.*, 2e série, t. XX, p. 189 ; (1904)]. Et c'est en somme de là qu'est partie toute ma synthèse.

(1) Voir mon mémoire *Sur l'Inversion* (*Rev. des Sc. phot.*, t. I, p. 257-269 ; 1905 ; et t. II, p. 97-114 ; 1905).

(2) L'importance du rôle de l'azotate d'argent a été connue de tout temps. DAVANNE en a fait l'objet d'une étude spéciale [*Essai d'une théorie générale de la Phot ographie* (*Bull. Soc. fr. de Phot.*, t. III, p. 131 ; 1857) et a constaté que, grâce aux sels solubles d'argent, il se fixe sur les parties insolées beaucoup plus d'argent qu'elles n'en contenaient primitivement (E. BECQUEREL, *la Lumière*, t. II, p. 78 ; 1868).

(3) Voir note D.

(4) J'ai vérifié moi-même le fait sur lames d'argent ou de paillon brut, telles qu'elles sortent des ateliers du laminage [*Recherches sur l'irradiation* (*C. R. Ac. Sc.*, t. CXLI, p. 420 ; 28 août 1905)].

cru trouver tant de résistance, après trois quarts de siècle [1], à faire reconnaître pour la *fonction photographique* elle-même.

Est-il besoin d'ajouter, après qu'Edmond Becquerel lui-même a consacré tous ses ouvrages à démontrer l'unité d'action de toutes les radiations spectrales [2], que le pouvoir exercé, à de simples degrés près, par chacune individuellement, peut l'être aussi par l'ensemble, par la lumière blanche ? Il suffit d'exposer une surface au châssis-presse sous une cache translucide convenablement graduée suivant la répartition de l'actinisme spectral, et croisée avec une autre qui donne des bandes de valeurs d'impression différentes, pour obtenir, simplement, synoptiquement, par transformations successives, *toutes* les « apparences singulières » qui, vues dans le spectre, perpétuent stérilement des discussions d'un autre âge. Rien de plus facile (il suffit de quelques fils noirs) que d'assister aux métamorphoses des raies de Frauenhofer qui motivèrent l'exclamation de Foucault et Fizeau. Plus facilement encore [3], avec une cache graduée ordinaire, sous la fente d'une feuille d'étain, entourant totalement [4] la glace du châssis-presse, on reproduit, par de simples variations d'action de la lumière blanche, *toutes* les apparences, bien plus « singulières et souvent contradictoires », des raies d'émissions qui, dans la spectroscopie des astres ou de l'étincelle électrique, ont donné lieu aux hypothèses les plus variées. Bien d'autres choses encore, qui passent pour extraordinaires, se peuvent ramener à de

---

(1) L. Moser [*Ueber das Latentwerden des Lichts* (*Pogg. Ann. der Phys.*, t. LVII, p. 18 ; 1842)] émettait déjà l'idée de représenter par des courbes à maximum l'action des radiations élémentaires. H.-W. Vogel, dont on ne saurait méconnaître la compétence, allait jusqu'à deux maxima et deux minima, et sa figuration (*Handb d. Phot.*, t. II, p. 80, *fig.* 27 ; 1894), dont la hardiesse m'avait paru d'abord insuffisamment fondée, se trouva peu à peu justifiée par mes recherches expérimentales, dont la prudente progression et la schématisation pleine de réserves ne font que résumer, sans aucune prétention à l'invention, celles des constatations de plusieurs générations de chercheurs qui, passées au crible du plus vulgaire bon sens, m'ont paru les moins « singulières et contradictoires » au milieu de toutes les divagations auxquelles ont donné lieu, de la part de l'éternelle engeance, prépondérante en photographie, des chercheurs de midi à quatorze heures, des faits d'une simplicité rudimentaire.

(2) Voir note E.

(3) A. Guébhard, *Du rôle de l'irradiation en spectrophotographie* (*C. R. Ac. Sc.*, t. CXLI, p. 462, 4 septembre 1905).

(4) Précaution utile ici, indispensable souvent, pour éviter l'action, beaucoup plus grande qu'on ne croit, des moindres pénétrations de lumière par la tranche du verre dans son épaisseur, où, emprisonnée par des réflexions multiples, elle perturbe, dans une proportion souvent insoupçonnée, toutes les opérations.

simples jeux de lumière élémentaires [1] ; qu'on me permette de m'occuper de celles-là plutôt que de m'attacher à des vieilleries, et qu'on m'excuse si, pour d'autres plus importantes, je n'insiste pas davantage sur la démonstration que fournissent, de la possibilité de réaliser avec du blanc, convenablement dosé, tout ce que donnent les radiations élémentaires, mes expériences si rustiques de photographie pseudo-spectrale, sans spectre, et presque sans appareil.

RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES.

Ayant subi le reproche de n'avoir point répété, avant de les discuter, des expériences qui étaient elles-mêmes répétées des premiers pères de la Photographie, et desquelles, pensant à ces grands maîtres, je déclarais « être loin de contester la matérialité, mais seulement l'interprétation », je me dois de montrer, par une sélection abrégée du monceau de documents bibliographiques d'où est sortie mon étude, comment il n'est pas une de mes assertions qui ne soit étayée de constatations expérimentales autrement nombreuses et pour le moins aussi bien signées que celles auxquelles j'ai cru devoir passer outre, au profit d'autres plus personnelles, plus neuves, et déjà devenues plus fécondes.

NOTE A.

« Il existe, disent FOUCAULT et FIZEAU [*Observations concernant l'action des rayons rouges sur la plaque daguerrienne* (*C. R. Ac. Sc.*, t. XXIII, p. 681 ; 1846)], une classe de rayons qui se comportent de l'une ou l'autre façon (positive ou négative), selon leur intensité ou selon la durée de leur action... Cela explique les *apparences singulières qui paraissent contradictoires...* » — C'est à propos des rayons *rouges*, et non des jaunes, que E. BECQUEREL, dans son premier mémoire à l'Institut, avait créé l'expression de *rayons continuateurs*, dont il ne cessa plus tard, même après l'avoir transférée aux rayons jaunes, de proclamer tout au moins l'inutilité, et qui amenait immédiatement BIOT, ARAGO et SAVARY à remarquer, dans leur rapport (*C. R. Ac. Sc.*, t. XII, p. 108 ; 1841), qu'une simple flamme nue de Locatelli agissait tout comme les rayons rouges du soleil pour *continuer* l'action photographique. — GAUDIN [*Applications des rayons continuateurs aux opérations de la photographie* (*C. R. Ac. Sc.*, t. XII, p. 862 ; 1841)] avait employé d'abord, pour ses *continuations*, des verres rouges. Ce n'est que plus tard [*Lettre à Arago* (*C. R. Ac. Sc.*, t. XII, p. 1060 ; 1841)] qu'il préconisa

---

(1) J'ai, dans une communication préliminaire faite le 18 novembre 1905 à la *Société des Lettres, Sciences et Arts des Alpes-Maritimes*, exposé comment le phénomène des *ombres volantes* des éclipses totales de soleil n'est autre que celui de l'expérience bien connue des franges de diffraction d'un bord d'écran éclairé par une fente parallèle. En même temps je me demandais si le phénomène, autrement grandiose encore, de la *couronne solaire*, avec toutes ses particularités, ne serait pas explicable, mieux que par toutes les hypothèses en cours, par le simple fait de l'*irradiation* que ne peut pas ne pas exercer le profil déchiqueté de la lune sur la portion de notre atmosphère immergée dans le cône d'ombre.

la supériorité des verres jaunes. — Lerebours [*Du foyer chimique et du foyer apparent dans les objectifs* (*C. R. Ac. Sc.*, t. XXIII, p. 634 ; 1846)] attribuait aux rayons *les plus lumineux* l'action *retardatrice*. — Pour Claudet [*Sur l'action que les diverses radiations solaires exercent sur les couches d'iodure, de chlorure et de bromure d'argent* (*C. R. Ac. Sc.*, t. XXV, p. 554 ; 1847)], c'était à tort que Becquerel attribuait aux rayons jaunes une action continuatrice qui, selon lui, appartenait aux rouges (Jamin, III, 263). Cela ne l'empêchait pas, d'ailleurs, de résumer très caractéristiquement (et plus justement qu'il ne semble, en admettant la phraséologie régnante) les impressions de l'époque par cette formule, d'un nihilisme heureusement démenti par les faits : « Le rouge *détruit* l'action photographique du jaune ; le jaune *détruit* celle du rouge ; et toutes les deux *détruisent* l'action photographique de la lumière du jour. » — Pour Robert Hunt (*Bibl. univ. de Genève*, t. XLVIII, p. 389 ; 1843), « l'effet *décolorant* paraît venir avec le plus d'énergie du rayon extrême violet. » — Pour Waterhouse, *toutes* » les radiations spectrales, du rouge au violet, peuvent *détruire* une impression antérieure » (*Proc. Roy. Sy. Lond.*, t. XXIV, p. 186 ; 1876). — Abney [*On the reversal of the developed image* (*Phil. Mag*, 5e érie, t. X, p. 200-207 ; 1880] observe encore la *destruction* tantôt dans le bleu, antôt dans le jaune ou le rouge.— Enfin, voici comment s'exprime en 1905 M. P. illard (*Résumé des Comm. de la Soc. de Phys.*, nos 219, 220 ; *J. de Phys.*, 4e série, . V, p. 620) : « L'effet *continuateur* est très intense dans le vert et le jaune moyen...; dans le rouge apparaît un autre phénomène plus général, celui de la *destruction* de l'image. — L'image latente a été en partie *détruite* par la lumière *jaune* (il est bien imprimé « *lumière* » et non « *verre* »). Si l'on remplace le jaune par du rouge ou de l'infra-rouge, l'image *disparaît* au lieu de se renforcer... L'action *destructive* du rouge extrême est telle qu'il efface directement une image visible. En lumière rouge pure, il n'y a jamais *continuation*... Il va sans dire que la lumière bleue ne ramènera pas le papier noirci au blanc. — Si l'on fait agir un mélange de rayons jaunes et orangés, on aura à la fois *destruction* de l'image latente et, en même temps, *continuation* des parties les plus impressionnées. — *Tous* les rayons du spectre sont chimiques, révélateurs ou *destructeurs*. — Dans l'expérience du gélatino-chlorure sous verres jaunes, on observe uniquement de la *destruction*, non pas par du jaune, mais *par le rouge extrême qui a traversé les verres jaunes*... Quant au gélatino-bromure, aucun verre coloré ne peut convenir (pour la destruction), vu qu'aucun ne laisse passer exclusivement l'extrême rouge. — Si on reçoit un spectre sur gélatino-chlorure impressionné... l'impression préalable est progressivement détruite dans le rouge extrême et l'infra-rouge. *La sensibilité est complètement rétablie*. Dans l'orangé, le jaune, le vert et les autres couleurs, il y a simplement une impression ordinaire plus ou moins forte... Au delà, on n'observe que la destruction... — Une plaque impressionnée par la lumière bleue ou violette recouvre sa sensibilité *pour cette lumière* par le *traitement à la lumière rouge*. — Si l'impression préalable est telle que ce papier (à noircissement direct) soit bien visiblement teinté, on constate, dans l'extrême rouge, et au delà, un blanchissement complet. Ce phénomène n'est sans doute pas compris dans ceux qu'explique la fonction photographique. » — Et voici comment s'exprimait M. Guébhard : « En l'absence de toute donnée numérique sur les énergies en jeu, dans des expériences dont je suis loin de contester la matérialité, mais seulement l'interprétation, je risquerais fort de me heurter aux résultats contraires, *quoique tout aussi authentiques et intéressants*, notés par les nombreux prédécesseurs de M. Villard. On obtenait, bien avant le gélatino-bromure, des effets, tantôt de *continuation*, tantôt de *destruction*, presque toujours contradictoires, *quoique également exacts*. » (*Résumé des communications, Soc. fr. de Phys.*, n° 221, p. 2; 6 janvier 1905.)

NOTE B.

Ed. BECQUEREL, *Des effets produits sur les corps par les rayons solaires* (*Ann. de Chim. et de Phys.*, 3e série, t. IX, p. 257-321, Pl. III; 1843). Voir particulièrement, page 305 : « Un verre rouge, à peu près monochromatique, interposé sur le faisceau spectral tombant sur l'iodure d'argent préalablement impressionné, a donné, au bout de deux heures, *une impression correspondante au rouge*, et une *légère action* vers E et F. » — D'ailleurs, BECQUEREL (*la Lumière*, t. II, p. 85 ; 1868) a obtenu les mêmes effets, sans voilage préalable, mais à cause, remarque-t-il, de l'action concomitante de la lumière diffuse (donc auxiliaire, et point antagoniste du rouge), par la simple prolongation de pose. « Si l'on exposait le chlorure sans l'impressionner avant l'exposition, on ne verrait d'abord qu'une action dans les rayons les plus réfrangibles; *mais, au bout d'un temps assez long*, on finirait par observer un effet *dans les régions les moins réfrangibles.* » — Les mêmes remarques se reproduisent aussi formelles, quant à l'action *excitatrice* du rouge, dans l'étude des spectres d'absorption.

« Pour observer une action dans les rayons les moins réfrangibles, il faut impressionner primitivement l'iodure et le laisser au moins une heure dans le spectre fixe... S'il n'est pas impressionné primitivement, les phénomènes sont à peu près les mêmes, *si ce n'est qu'il faut plus de temps.* » (Premier mémoire cité, p. 286 et 308.) « De même pour le chlorure d'argent, s'il a été exposé pendant un temps très court à la lumière diffuse *ou solaire*, on voit non seulement une coloration dans le violet, mais une action en même temps dans la partie *la moins réfrangible, jusqu'au rouge extrême.* » (P. 263.)

NOTE C.

Edmond BECQUEREL (mémoire cité) : « Lorsque le chlorure a été primitivement impressionné, l'étendue de la partie noircie se trouve depuis le rouge extrême (*fig.* 3 de la Pl. III) jusque bien au-delà du violet. Mais il y a deux maximums, l'un entre G et H, l'autre entre D et E. Avec le bromure d'argent, les maximums ne sont peut-être plus aux mêmes places. » (P. 265.) « Si l'on fait agir le spectre sur le chlorure peu insolé, on voit une image se former dans le violet... mais, en même temps, une légère coloration apparaître à l'extrême rouge; vers le jaune, le chlorure se *décolore...* » (*La Lumière*, t. II, p. 83.) Voilà donc le jaune spectral *destructeur !* Toutes les planches de BECQUEREL (et de même celles d'ABNEY, de DRAPER, de maints autres) montrent bien cette aberrance du faux minimum apparu d'abord à la place du vrai maximum, mais qui, en reculant peu à peu vers le rouge, finit par atteindre celui-ci, auquel il a fait donner (nous avons vu pourquoi, de préférence à d'autres) le brevet exclusif de la vertu destructive.

NOTE D.

Ludwig MOSER, *Ueber den Process des Sehens u. die Wirkung des Lichts auf alle Körper* (*Pogg. Ann. der Physik*, t. LVI, p. 177-234 ; 1842) ; — *Ueb. das Latentwerden des Lichts* (*Id.*, t. LVII, p. 1-34 ; 1842), etc. — Il faudrait tout citer : bornons-nous à de courts extraits du second mémoire (p. 10) : « Les rayons de tout indice ont une seule et même action : la seule différence consiste dans la durée nécessaire pour produire un même résultat. » (P. 14) : « Les rayons bleus *continuent* l'action latente très faible, beaucoup plus vite que les rouges. » (P. 15) : « Une longue action de jaune fait la même chose qu'une courte de violet. » (P. 8) : « Il

n'est pas d'action de la vapeur de mercure à haute tension qui ne puisse être produite à basse tension, pourvu qu'on allonge le temps. » [P. 7 (note)] : « A haute tension, la vapeur d'eau, comme celle de mercure, renverse l'image. » (P. 76) : « Dans l'expérience de Gaudin (juin 1841), qui renversait l'image en faisant agir la lumière d'un verre jaune, la même chose s'obtient avec des rayons verts ou bleus si l'on change le temps de pose ». — Du premier mémoire (p. 204) : « Les *Hauchbilder* montrent, sur toutes les surfaces, même liquides, comme celle du mercure, les mêmes propriétés, indépendantes de l'action chimique ou physique des vapeurs révélatrices. » (P. 226) : « Contact, condensation des vapeurs et lumière ont sur toutes les substances les mêmes effets ». (P. 218) : « L'identité (*Einerleiheit*) d'action des vapeurs et de la lumière est absolue : elles peuvent s'intervertir, se substituer... ». (P. 221) : « Pour les unes comme pour les autres, les grandes ou faibles intensités peuvent donner les mêmes résultats, seulement en des temps différents. » (P. 184) : « C'est la lumière solaire tout entière qui agit pour ramener au blanc l'iodure noirci. » (P. 222): « Toutes les vapeurs *continuent* l'action commencée par la lumière, et, avec le temps, la renversent; on peut intervertir l'action d'Hg et de I avec celle de l'insolation sans changer les résultats ». (P. 210) : « Les rayons violets *continuent* les actions de contact sur la plaque insolée, de sorte que c'est à eux qu'on devrait attribuer l'action continuatrice assignée par Becquerel aux rouges (*sic*), s'il n'était démontré que cette distinction est absolument sans fondement... » — Ailleurs [*Erwiderungan die H H. Fizeau u. Daguerre* (*Pogg. Ann.*, 2e série, t. LX, p. 40-48; 1843)] : « Les vapeurs quelconques agissant sur l'argent ont pour effet, si l'impression lumineuse a été assez grande, de faire baisser l'image et de la retourner ou effacer complètement. » Etc. — E. Knorr (*Bull. de l'Ac. Imp. des Sc. de Saint-Pétersbourg, cl. physico-math.*, t. I, p. 261-277; 1842; — *Pogg. Ann. d. Phys.*, t. LVIII, p. 320-326 et 353-574; 1843; — t. LX, p. 18-39 ; — t. LXI, p. 569-585 ; — t. LXII, p. 464-478 ; — t. LXIII, p. 506-519; 1844 ; — t. LXV, p. 30-68; 1845; — t. LXXXIX, p. 620-625; 1853, etc.), Riess (*Pogg. Ann. d. Phys.*, t. XXXIII, p. 85) ont montré que les radiations thermiques ou les décharges électriques agissaient de la même façon que la lumière, la chaleur, les contacts de vapeurs ou de solides, etc.

Note E.

Lüppo-Cramer, l'éminent chimiste dont toute la science se consacre à démontrer la nature purement physique de l'action photographique, a constaté, par de longues études analytiques sur les sels d'argent (*Arbeiten auf dem Gebiete der Photographie*, ch. iv, p. 53 ; 1902), que, « dans tous les cas, le rouge spectral agit exactement comme ferait une courte pose de bleu; il ne saurait être question d'une action destructrice (*Vernichtung*) de l'impression lumineuse ». Un autre chimiste hors de pair, Carey Lea [*Action des rayons lumineux les moins réfrangibles sur l'iodure et le bromure d'argent* (*Bull. Soc. fr. de Phot.*, t. XXI, p. 236-247; 1875)], avait conclu de même : « Il n'existe pas de rayons ayant le pouvoir soit de *continuer*, soit d'*exciter* l'impression. *Tous* les rayons colorés ont ce double pouvoir. » H. Regnault ne disait-il pas déjà (*C. R. Ac. Sc.*, t. XV, 448; 1842) : « Les rayons de différentes réfrangibilités ont une seule et même action, et il n'y a de différence que dans les temps qu'ils mettent à produire un effet déterminé » ? Et E. Becquerel : « Toute la partie active du spectre agit chimiquement de la même manière. Il n'y a qu'à varier les temps d'exposition. Les effets inverses ne sont pas dus à des actions inverses... L'iodure n'éprouve qu'une seule et même action de la part des rayons de diverses réfrangibilités... La lumière, *les rayons continuateurs compris*, n'agit que d'une seule manière... » (*C. R. Ac. Sc.*, t. XV, p. 448; 1842.) « Les dénominations de *rayons continuateurs*, que j'avais donnée aux rayons peu réfrangibles, et de *rayons*

excitateurs, appliquée aux rayons les plus réfrangibles, ne sont pas nécessaires. » (*La Lumière*, t. II, p. 77 ; 1867.) « Il n'y a pas d'action inverse dans le rouge. » (*Id.*, p. 144.) « Il n'est pas nécessaire d'admettre une puissance négative. » (*C. R. Ac. Sc.*, t. XXV, p. 597 ; 1847).

PHILOSOPHICAL MAGAZINE ;

T. IX et X ; année 1905.

SYDNEY YOUNG. — On the Boiling-Points of Homologous Compounds (Sur les points d'ébullition des composés homologues). — P. 1-20.

En 1842, Kopp fit le premier remarquer qu'une différence constante dans la composition chimique est accompagnée d'une différence constante dans le point d'ébullition. Il adopta d'abord le chiffre 18° comme l'élévation due au remplacement du groupe CH^3 par le groupe C^2H^5 dans les composés organiques, mais il fut amené plus tard à reconnaître que des composés isomères pouvaient admettre des points d'ébullition différents, et que l'élévation du point d'ébullition tenant à l'addition d'un groupe CH^2 n'était pas invariable.

En prenant la classe des carbures saturés comme la classe la plus simple des composés organiques, on trouve effectivement que les points d'ébullition ne croissent pas par intervalles égaux au fur et à mesure qu'on s'élève dans la série ; l'élévation, qui est très grande pour les termes inférieurs, devient de plus en plus petite au fur et à mesure que le poids moléculaire augmente.

Différentes formules ont donc été proposées pour la détermination de ces points d'ébullition. Les unes ne font intervenir que le poids moléculaire. Pour Walker, on aurait :

$$T = a \times M^b$$

(T, température absolue, a et b étant des constantes), mais Ramage a montré l'année dernière que cette formule s'appliquait mal aux termes inférieurs, et il a proposé de lui substituer :

$$T = a[M(1 - 2^{-n})]^{\frac{1}{2}}$$

($a = 37,3775$ étant la constante de Walker, et n le nombre d'atomes de carbone de la molécule).

Suivant Sydney Young, au contraire, l'élévation du point d'ébullition, par suite de l'addition d'un groupe CH^2, ne dépend que d'une température absolue, et la différence Δ entre la température absolue T d'une paraffine et le point d'ébullition T de son homologue inférieur peut être représentée par la formule :

$$\Delta = \frac{144,86}{T^{0,0148}\sqrt{T}},$$

qui s'accorde bien mieux avec les données expérimentales, comme l'indiquent les quelques chiffres suivants :

Carbures	Points d'ébullition observés	Points d'ébullition calculés (Ramage)	Différence	Points d'ébullition calculés (Young)	Différence
CH^4	108°,3	105,7	— 2,6	106,75	— 1,55
C^2H^6	180°,0	177,3	— 2,7	177,7	— 2,3
C^3H^8	228°,0	231,9	+ 3,9	229,85	+ 1,85
C^4H^{10}	274°,0	275,6	+ 1,6	272,6	— 1,4
C^5H^{12}	309°,3		+ 2,9		+ 0,1
C^6H^{14}	341°,95		+ 1,95		0
C^7H^{16}	371°,4		+ 0,9		— 0,1
C^9H^{20}	422°,5		0		+ 0,35

La formule proposée par Sydney Young convient d'ailleurs non seulement aux carbures saturés, mais encore à tous les composés organiques non polymérisés, c'est-à-dire aux hydrocarbures en général, à leurs dérivés halogénés, aux éthers-oxydes, aux aldéhydes, aux amines, aux mercaptans. Le tableau suivant donne quelques résultats concernant les dérivés chlorés et les amines.

R	R — Cl				R — AzH^2			
	Température absolue d'ébullition	Δ observé	Δ calculé	Différence	Température absolue d'ébullition	Δ observé	Δ calculé	Différence
CH^3	249,3				267			
C^2H^5	285,5	36,2	39,85	+ 3,65	291,7	24,7	37,55	+ 12,85
C^3H^7	319	33,5	35,25	+ 1,75	322,7	31	34,6	+ 3,6
C^4H^9	351	32	31,55	— 0,45	348,5	25,8	31,25	+ 5,45
C^5H^{11}	379,6	28,6	28,55	— 0,05	376	27,5	28,8	+ 1,3
C^6H^{13}	406	26,4	26,15	— 0,25	402	26	26,45	+ 0,45
C^7H^{15}					427	25	24,5	— 0,5

On voit que les différences entre les valeurs calculées et observées de Δ sont le plus grandes pour les termes les plus bas des deux séries. Il

en est ainsi dans toutes les autres, de telle sorte qu'on peut, comme l'a proposé Ramage, diviser chaque série homologue en deux groupes : le premier finissant et le deuxième commençant au terme le plus bas qui contient un groupe CH^2 uni à 2 atomes de carbone : pour les dérivés chlorés, le premier groupe comprendrait donc :

$$CH^3Cl, \qquad CH^3 - CH^2 - Cl, \qquad CH^3 - CH^2 - CH^2Cl ;$$

le deuxième commencerait au chloropropane, de telle sorte que tous ses termes comprendraient un groupe $\equiv C - CH^2 - C \equiv$ ou plus.

Si on fait alors la moyenne entre les différences des valeurs observées et calculées de Δ, pour toutes les séries étudiées, on trouve qu'elle est + 3°,5 pour l'ensemble des groupes comprenant les termes les plus bas et de — 0°,05 pour l'ensemble des groupes comprenant les termes les plus élevés, — ce qui est réellement très peu.

Avec les éthers-sels, qui, à bien des points de vue, se comportent de façon anormale, la différence entre les valeurs calculées et observées de Δ augmente sensiblement. Si on considère les acétates alcooliques et les éthers-sels de l'alcool ordinaire, on a les résultats suivants :

R	$CH^3 - CO - OR$				$R - CO - OC^2H^5$			
	Température absolue d'ébullition	Δ observé	Δ calculé	Différence	Température absolue d'ébullition	Δ observé	Δ calculé	Différence
H					327,3			
						22,85	30,7	+ 7,85
CH^3	330,2				350,15			
		19,95	30,4	10,45		21,85	28,6	6,75
C^2H^5	350,15				372			
		24,4	28,6	4,2		20,9	26,8	6,9
C^3H^7	374,55				392,9			
		22,95	26,5	3,55		24,8	25,1	0,3
C^4H^9	397,5				417,7			
		23,1	24,9	1,8		21,9	23,4	1,5
C^5H^{11}	420,6				439,6			
		21,6	23,2	1,6		20,5	21,9	1,4
C^6H^{13}	442,2				460,1			
		22,1	21,8	0,3		18,7	20,65	1,95
C^7H^{15}	464,3				478,8			
		18,7	20,4	1,7				
C^8H^{17}	483,0							

Les valeurs de Δ ne peuvent donc plus se calculer par la formule avec autant d'exactitude que précédemment ; cependant l'erreur dépasse rarement 1°,5, quand le radical variable est à chaîne arborescente ou renferme au moins 6 atomes de carbone, s'il est normal.

Les composés qui sont polymérisés à l'état liquide présentent bien d'autres écarts. Pour les alcools primaires en particulier, on a les résultats suivants :

Alcools R — OH

R	Température d'ébullition	Δ observé	Δ calculé	Différence
CH^3	337,7			
		13,6	29,75	16,15
C^2H^5	351,3			
		18,9	28,5	9,6
C^3H^7	370,2			
		19,7	26,9	7,2
C^4H^9	389,9			
		21,1	25,4	4,3
C^5H^{11}	411,0			
		20,0	23,85	3,85
C^6H^{13}	431,0			
		18,0	22,5	4,5
C^7H^{15}	449,0			

Les résultats sont analogues en ce qui concerne les alcools secondaires, les nitriles, les dérivés nitrés, les cétones, les acides, et si l'on prend, pour l'ensemble de ces composés, la différence moyenne entre les valeurs calculées et observées de Δ, on trouve 9°,12 pour les termes les plus bas des séries, et + 3°,40 pour les termes élevés.

Rapprochons les conclusions relatives aux différents cas examinés :

	Termes les plus bas		Termes les plus élevés	
	Nombre des valeurs de Δ qui ont été considérées	Différence moyenne entre les valeurs calculées et observées de Δ	Nombre des valeurs de Δ qui ont été considérées	Différence moyenne entre les valeurs calculées et observée de Δ
Substances non polymérisées.	30	+ 3,50	49	— 0,05
Ethers-sels.....	55	+ 4,62	67	+ 1,03
Substances polymérisées.....	10	+ 9,12	28	+ 3,40

En considérant les données dans l'ensemble, on voit que les valeurs de Δ peuvent être calculées d'après la formule

$$\Delta = \frac{144,86}{T^{0,0148}\sqrt{T}}$$

avec une erreur dépassant rarement 1°,5, et généralement moindre que 1° pour la majorité des composés organiques qui contiennent un groupe $\equiv C - CH^2 - C \equiv$ ou plus, et qui ne sont pas polymérisés à l'état liquide (hydrocarbures et dérivés halogénés, éthers, aldéhydes, amines, mercaptans), pour les éthers-sels les plus élevés, les nitriles, les dérivés nitrés, peut-être pour les acides et les alcools à poids moléculaire élevé. Les valeurs calculées de Δ sont toutefois trop hautes pour les termes les plus bas de presque toutes les séries homologues et encore plus pour les substances polymérisées.

J. Guyot.

MÉMOIRES SUR L'IONISATION ET LA RADIOACTIVITÉ.

WALTER MAKOWER. — On Molecular Weights of Radium and Thorium Emanation (Poids moléculaires des émanations du radium et du thorium). — P. 56-77.

1. Pour l'émanation du radium, on emploie la méthode des coefficients de diffusion à travers une paroi poreuse. Un mélange d'émanation et d'un gaz connu (oxygène, anhydride carbonique, anhydride sulfureux) est enfermé dans la chambre graduée d'une pompe pneumatique à mercure : l'extrémité du tube de verre est remplacée par un bouchon en plâtre de Paris de 1 centimètre de diamètre et 1/2 centimètre d'épaisseur. Le mélange traverse le tampon : un tube mince, commandé par un robinet à trois voies, permet d'extraire de temps à autre une petite fraction du mélange gazeux et de l'introduire dans un cylindre de mesure d'ionisation relié à un électromètre. On peut suivre ainsi, avec le temps, la variation de la teneur du mélange en émanation.

Si y est la concentration de l'émanation dans le vase à diffusion, dy sa variation par diffusion dans le temps dt, V le volume du gaz diffusant et λ un coefficient qui dépend du corps poreux, on a :

$$dy = -\frac{\lambda}{V}\, y dt.$$

La mesure de y à plusieurs intervalles de temps successifs fait connaître λ. La valeur moyenne de λ pour l'émanation (mesurée ainsi à l'électromètre) a varié entre 0,121 et 0,133, la valeur de λ pour l'oxygène, mesurée par voie chimique par le même appareil, étant 0,263, celle de l'anhydride carbonique 0,208, celle de l'anhydride sulfureux 0,159. La loi de Graham indique que $\lambda . \sqrt{M}$ est constant, M étant le poids moléculaire ; on en déduit M, pour l'émanation du radium, variant entre 85,5 et 99. Si c'est un gaz monoatomique, il occuperait sans doute la place vacante dans le groupe du fluor entre le molybdène Mo = 96,0 et le ruthénium Ru = 102.

2. Pour le thorium, on n'a pu employer la même méthode à cause de la rapidité avec laquelle se détruit l'émanation. Mais on a montré indirectement que la vitesse de diffusion de cette émanation est sensiblement égale à celle de l'émanation du radium.

De l'air chargé d'émanation passe d'un cylindre A dans un cy-

lindre B en traversant un vase poreux V qui permet une diffusion du mélange gazeux. Les deux cylindres A et B ont une électrode centrale et sont reliés à des électromètres de manière à permettre la mesure de l'état d'ionisation du mélange. La traversée du vase poreux donnant lieu à une perte d'émanation à travers les parois, il y aura diminution de l'émanation quand on passe de A à B. Avec le radium, par exemple, si l'ionisation était 171 en A, elle ne sera plus que de 89 en B.

Avec l'émanation du thorium on a aussi une réduction d'ionisation quand on passe de A à B. On tombera de 283 à 119, par exemple. Seulement, ici, une part de la diminution est attribuable à la destruction de l'émanation elle-même ; et ce qui le prouve, c'est que, si on substitue au vase poreux V un vase de verre imperméable de mêmes dimensions, on a avec le thorium une réduction de 259 à 211 quand on passe de A à B, tandis qu'avec l'émanation du radium on n'avait en pareil cas qu'une diminution insignifiante. Ces nombres suffisent à calculer ce que serait la perte d'ionisation si l'on n'avait que l'effet de diffusion à travers le vase poreux. On en conclut que le rapport des décréments logarithmiques pour le radium et le thorium est sensiblement 0,93, ce qui tend à prouver que le poids moléculaire de l'émanation du thorium est un peu supérieur à celui de l'émanation du radium.

G.-A. BLANC. — On Radioactivity of Mineral Springs (Sur la radioactivité des sources minérales). — P. 148-154.

L'appareil employé consiste en une cloche de verre V avec un trou au sommet, fermé par un bouchon isolant de soufre que traverse une tige métallique. A l'extrémité inférieure est fixé un plateau horizontal, tandis que la partie supérieure porte une feuille d'aluminium et est recouverte par une cage d'électroscope. La cloche repose sur un plateau métallique percé d'un trou central, sous lequel on peut placer le disque qui soutient la substance à essayer. La charge est communiquée à la tige isolée par un contact mobile, à la manière ordinaire.

La « source d'alun » d'Aix-les-Bains donne lieu à un phénomène curieux : les eaux montrent à leur surface une substance visqueuse, en partie organique, appelée « Barégine », qui a une activité notablement plus grande qu'aucune autre matière qu'on ait pu recueillir

dans cette source particulière. La théorie de l'origine de cette substance prouve qu'elle se forme à l'issue même de la source, au point où l'eau jaillit du sol.

Dans un certain nombre de ces dépôts, l'activité est due à la présence d'une substance radioactive sans pouvoir d'émanation, ou du moins dont l'émanation perd son activité très rapidement avec le temps (sources de Salins-Moutiers). Il semble que l'activité que montrent ces matériaux soit due à la présence d'un agent radioactif semblable au thorium, si ce n'est au thorium lui-même.

La conclusion est que, tandis que l'activité et l'émanation sont partiellement dues à des traces de radium, plusieurs dépôts contiennent un constituant très radioactif, probablement du thorium, dont l'émanation perd la moitié de son activité en une minute, et est capable de produire une activité induite qui décroît avec le temps, en tombant à la moitié de sa valeur en 11 heures.

P.-J. KIRKBY. — The Union of Hydrogen and Oxygen at Low Pressures through the Passage of Electricity (L'union de l'hydrogène et de l'oxygène à basses pressions par le passage de l'électricité). — P. 171-185.

Suite du mémoire précédemment analysé [1]. On retrouve, avec plus de précision, le résultat essentiel que, pour une distance donnée des deux électrodes planes entre lesquelles passe le courant de décharge dans le mélange gazeux, le rapport de la diminution de pression Δp en un temps donné à la quantité d'électricité ΔQ qui a passé est constant. On peut calculer le nombre de molécules de vapeur d'eau formées qui correspond à la diminution Δp, et, d'autre part, le nombre d'ions correspondant à ΔQ. On conclut de la comparaison avec les valeurs expérimentales qu'il y a 6 à 9 fois plus de molécules de vapeur d'eau formées qu'il n'y a eu de couples d'ions. En faisant varier p, puis la distance D entre les plateaux, on arrive à la formule :

$$\frac{\Delta p}{\Delta Q} = \frac{pD}{10} + \frac{X}{800},$$

p et Δp en millimètres de mercure, D en centimètres, X en volts, ΔQ en coulombs.

(1) *J. de Phys.*, 4e série, t. III, 954; 1904.

J.-A. CUNNINGHAM. — The Cathode Fall from Hot Carbon (La chute cathodique à partir du carbone incandescent). — P. 198-208.

Continuation des expériences précédemment décrites [1]. On sait que, si une cathode est portée au rouge dans un tube à gaz raréfié, il s'établit un courant d'ionisation qui, à un certain moment, augmente sans que la différence de potentiel augmente; alors la *résistance électrique*, au sens donné à ce mot dans l'étude des conducteurs métalliques, est nulle.

Les expériences ont été reprises en ayant recours au charbon comme cathode au lieu du platine, qui se ramollit au moment où les phénomènes deviendraient le plus intéressants, et bien que le charbon présente l'inconvénient de donner lieu à occlusion de gaz et exclue absolument l'emploi de l'oxygène.

Le phénomène essentiel est que, si l'on représente la variation de la différence de potentiel entre les électrodes en fonction du courant qui passe entre elles, on arrive à une partie verticale de la courbe (premier courant de saturation) où, pour une augmentation du voltage, le courant ne varie pas, puis à une partie horizontale où, au contraire, le courant augmente sans que varie le voltage (région de résistance nulle, ou d'ionisation énergique), puis à une deuxième région verticale (deuxième courant de saturation, ou courant de sursaturation), et ensuite à une nouvelle portion de courbe à peu près horizontale, qui est une nouvelle région d'ionisation intense. L'explication la plus plausible de cette nouvelle diminution de la résistance est qu'elle correspond au point où les ions positifs eux-mêmes commencent à reproduire des ions par collision avec les molécules gazeuses.

Mc. CLELLAND. — On Secondary Radiation (Sur les radiations secondaires). P. 230-243.

Étude sur les rayons secondaires donnés par une plaque solide que viennent frapper les rayons du radium. On mesure l'intensité des rayons secondaires par l'ionisation qu'ils produisent. Le dispositif rappelle celui qu'a employé M. Sagnac pour l'étude des rayons secondaires dérivant des rayons X.

---

[1] Voir *J. de Phys.*, 4e série, t. III, p. 394 ; 1904.

On étudie seulement les rayons produits par les rayons β et γ du radium : on arrête les rayons α.

On observe d'abord qu'il y a un maximum d'action pour un métal donné et pour des distances données de la source de rayons et de l'appareil à ionisation, quand le miroir est placé dans la direction de réflexion régulière par rapport aux rayons primaires et secondaires. Mais la loi de variation de l'intensité avec l'incidence n'est pas la loi de la réflexion régulière ni même de la diffusion simple ; l'effet est plus complexe.

L'effet n'est pas purement superficiel. Il augmente avec l'épaisseur de la plaque « réfléchissante », jusqu'à une certaine profondeur, au delà de laquelle il reste constant.

Si l'on arrête les rayons β par un écran avant l'arrivée sur le métal, les rayons secondaires diminuent beaucoup. Si on ne laisse absolument passer que les rayons γ, les rayons secondaires sont très réduits en intensité, mais ils ne sont pas nuls ; le rôle principal dans la reproduction des rayons secondaires revient aux rayons β, mais l'action des rayons γ n'est pas nulle.

On a composé diverses sortes de « miroirs ». En général la production de rayons secondaires augmente avec la densité ; cependant elle est maximum pour le plomb et moindre pour le platine. Le rapport de l'intensité de la radiation secondaire au poids atomique augmente à mesure que le poids atomique diminue : il varie de 0,48 pour le plomb et 0,47 pour le platine à 1,10 pour le fer et 1,22 pour l'aluminium, mais ne varie que du simple au double pour des poids atomiques variant de 206 à 27.

John-S. TOWNSEND. — A Theory of the Variation of the Potential required to maintain a Current in a Gas (Théorie de la variation du potentiel requise pour maintenir un courant dans un gaz). — P. 289-299.

L'auteur reprend, en un exposé synthétique, la question qui a déjà fait l'objet de ses travaux antérieurs, sur l'importante question de la relation théorique entre le potentiel explosif et la distance explosive entre plateaux parallèles (1).

---

(1) *J. de Phys.*, 4e série, t. II, p. 228 ; 1903.

R.-S. WILLOWS. — Action of a Magnetic Field on the Discharge through a Gas (Action d'un champ magnétique sur la décharge dans un gaz). — P. 370-377.

A la pression de $0^{mm},01$, l'auteur n'a pas pu obtenir d'une façon certaine la diminution de voltage aux bornes signalée par Almy et Birkeland. Sur un tube de 2 centimètres de long, un champ magnétique ne donne aucun effet quand il est appliqué longitudinalement, et donne une chute de voltage de 30 0/0 quand il est appliqué transversalement à la cathode. Les effets transversal et longitudinal sont, par conséquent, de nature différente.

A des pressions plus élevées, on a une diminution de voltage aux bornes, par champ longitudinal, qui, par exemple, pour $0^{mm},032$, atteint 13,9 0/0 pour 844 gauss. La diminution tend vers une limite pour un champ très grand, ou passe par un maximum pour diminuer ensuite, suivant la pression.

Le champ transversal change la forme de la lueur cathodique, la resserre contre la cathode et réduit ainsi le premier espace obscur, en donnant à la lueur qui suit une forme dissymétrique. Diverses expériences tendent à expliquer l'action assez complexe que le champ produit dans ces conditions sur les ions.

R.-S. WILLOWS. — Action of Radium on the Electric Spark (Action du radium sur l'étincelle électrique). — P. 378-385.

Dans certaines conditions, l'approche d'un morceau de radium *supprime* une étincelle éclatant, dans l'air ordinaire, entre deux boules reliées aux deux pôles d'une machine de Wimshurst, au lieu de faciliter l'étincelle comme les rayons de Röntgen.

Le tableau suivant donne la distance des deux sphères pour laquelle l'étincelle produite par la machine de Wimshurst s'éteint quand on approche le radium à une distance donnée d.

Distance des boules	Distance du radium
4 cm.	6 cm.
6	15
10	28
15	66

Plus la distance explosive est grande, plus l'étincelle est sensible à l'action du radium.

L'extinction de l'étincelle ne correspond pas à la suppression totale du courant qui passe d'une boule à l'autre, mais elle correspond à une diminution de ce courant qui passe sous forme de décharge obscure ou d'aigrette, à la faveur de l'ionisation produite dans l'espace interpolaire par le radium. On a mesuré ce courant au galvanomètre d'Arsonval.

Les ions dans la décharge sont produits de deux façons, directement par le champ, puis par la collision des ions déjà existants contre les atomes neutres, si ce champ est assez intense. Si un agent ionisant produit assez d'ions, le voltage entre les électrodes peut être réduit assez pour que la seconde méthode de formation des ions soit impossible, et le résultat final est un décroissement dans le courant. On a vérifié que les rayons du radium qui donnent lieu à ce phénomène spécial, que ne donnent pas les rayons Röntgen, sont les rayons β.

Ce qui justifie l'explication, c'est que les rayons donnés par un tube de Lenard (tube à rayons cathodiques, fermé par une fenêtre mince d'aluminium) donnent les mêmes phénomènes — extinction de l'étincelle — tandis qu'un tube de Röntgen actionné par la même bobine ne les donne pas : l'action des deux tubes est intermittente; mais, puisque le tube de Lenard agit, cette raison ne suffirait pas à rendre compte de l'absence d'action du tube de Röntgen.

J.-H. POYNTING. — Radiation Pressure (La pression de radiation). — P. 393-407.

Conférence (*Presidential Address*) exposant la question.

O.-W. RICHARDSON. — The Discharge of Electricity from Hot Platinum in Phosphorus Vapour (La décharge de l'électricité à partir du platine chaud dans la vapeur de phosphore). — P. 407-413.

Un fil de platine, chauffé dans un tube à vide, donne une déperdition positive considérable au début, puis cette déperdition s'atténue avec le temps et devient négligeable. On ne rend pas au fil son activité initiale en le chauffant dans le vide parfait, ni en présence d'une atmosphère de corps gras, vaseline, etc. ; en présence d'air pur à la pression atmosphérique, on n'a que des résultats insignifiants et incertains. Le résultat obtenu, dans un cas particulier, a conduit

l'auteur à essayer l'effet de l'anhydride phosphorique. On a trouvé qu'en chauffant une ampoule à anhydride phosphorique reliée par un tube de verre au récipient qui contient le fil de platine, on augmente la déperdition positive dans des proportions qui croissent très vite avec la température de l'ampoule, tandis qu'on n'agit nullement sur la déperdition négative.

Pour reconnaître si c'est l'élément phosphore qui agit, on a essayé la vapeur de phosphore elle-même. Voici un résultat : un fil de platine neuf, décapé à l'acide nitrique, puis chauffé à la flamme Bunsen, donne, quand il est porté dans un bon vide à la température de 680°, une perte initiale de 312 unités. Après l'avoir maintenu à cette température pendant 52 minutes, la perte tombe à 7,5 unités. En abaissant la température à 610°, la perte tombe à 1,3. On tourne alors un robinet et on admet la vapeur de phosphore ; celle-ci étant dégagée à la température ordinaire, on a une perte de 2.175 unités, donc 7 fois supérieure à la perte du fil neuf. Le phosphore étant rapidement chauffé à 200° C., la perte devient 16.900 unités; mais le fil vient à casser bientôt.

Voilà un exemple net d'un accroissement de la déperdition par une action chimique. Il ne semble pas que cet effet soit un simple cas de la déperdition ordinaire produite quand le phosphore s'oxyde à l'air; le fil de platine, en effet, ne décharge que l'électricité positive et non l'électricité négative. La vapeur de phosphore semble bien absorbée par la surface du fil de platine.

NORMAN CAMPBELL. — The Radiation from Ordinary Materials (Radioactivité de la matière ordinaire). — P. 531-545.

ALEXANDER WOOD. — Spontaneous Ionization of Air in Closed Vessels and its Causes (Ionisation spontanée de l'air en vases clos et ses causes). — P. 550-577.

Des séries d'expériences des deux auteurs sur l'influence qu'exerce la nature des parois d'un vase sur l'ionisation spontanée de l'air qui y est renfermé ont conduit aux résultats suivants :

Une partie de l'ionisation spontanée est attribuable à une radiation provenant des parois. Une partie de la radiation provenant de certaines matières, étain, zinc, graphite et platine, est analogue à la radiation secondaire excitée par les rayons Röntgen et autres et doit être due à des rayons ionisants très pénétrants que Cooke a pu arrê-

ter par des écrans de plomb épais. Le coefficient d'absorption de l'air pour cette radiation est comparable à celui de l'air pour les rayons α du radium. Le coefficient d'absorption est différent pour les différentes matières radioactives, ce qui exclut l'hypothèse d'une radiation uniquement due à des traces de matières très radioactives. C'est plus probablement une propriété inhérente à la matière. Enfin il ne paraît pas que la matière ordinaire puisse émettre des rayons de pouvoir pénétrant beaucoup plus grand que les rayons α émis par les corps très radioactifs.

M. Wood pense avoir démontré l'existence d'une émanation due au plomb.

NORMAN CAMPBELL. — Radioactivity and Chemical Change (Radioactivité et changement chimique). — P. 545-550.

L'auteur a recherché si, conformément à l'opinion du D[r] Gustave Le Bon, l'action chimique peut, en elle-même, produire la radioactivité.

Il a opéré avec une boîte cylindrique de fer galvanisé de 19 centimètres de haut et de 1 mètre de diamètre. Au milieu est suspendu un fil qui traverse un bouchon isolant et est relié à l'électromètre à la manière habituelle. Le fond de la boîte comporte une fenêtre formée de papier d'étain ou d'aluminium; et au-dessous on place dans une soucoupe les corps réagissants.

Les réactions chimiques essayées peuvent se ranger en trois catégories :

A. Réactions dégageant peu de chaleur (Zn sur sulfate de cuivre, etc.). Ces réactions ne changent rien à l'ionisation de l'air de la boîte.

B. Réactions dégageant de la chaleur (dissolution d'anhydride phosphorique dans l'eau, etc.). Elles produisent le même effet que la chaleur directement apportée par une flamme Bunsen, par exemple. Cette chaleur a un effet qui n'est pas très constant, elle paraît agir sur la quantité d'humidité mêlée à l'air.

C. Réactions qui dégagent des gaz (Zn et acide chlorhydrique, etc.). Elles produisent une ionisation, mais qui paraît explicable par l'ionisation des gaz récemment préparés eux-mêmes, et non par une émission spéciale de rayons par la réaction.

BERTRAM-B. BOLTWOOD. — The Origin of Radium (L'origine du radium). — P. 599-614.

FR. SODDY. — The Production of Radium from Uranium (La production de radium à partir de l'uranium). — P. 768-779.

On arrive à la conclusion qu'il y a parenté étroite entre l'uranium et le radium, si l'on observe que, dans 22 minéraux connus contenant les deux métaux, il y a entre la teneur en uranium et la teneur en radium une proportionnalité presque parfaite. La première est mesurée par une méthode d'analyse chimique, la seconde par la mesure de l'effet produit par l'émanation.

M. Soddy, qui a précédemment montré, dans un travail en collaboration avec Rutherford, que la radioactivité est accompagnée de modifications chimiques atteignant l'atome lui-même, expose les raisons qui conduisent à penser que le radium, comme le polonium, doit être un des stades de transformation de l'uranium. Le radium se détruit avec une plus grande vitesse qu'on ne l'avait cru d'abord : la disparition doit avoir lieu en quelques dizaines de milliers d'années (pour le polonium, en cinq ans, il y a réduction de la radioactivité à moins de 1 0/0). La présence du radium dans un grand nombre de matériaux indique qu'il doit se reproduire en même temps qu'il se détruit. Sa présence à côté de l'uranium, et en proportions constantes, donne à penser qu'il provient de l'uranium : le rapport des teneurs en radium et en uranium est sensiblement $\frac{1}{1.000.000}$; c'est le rapport inverse des vitesses de destruction déduites des radioactivités.

M. Soddy a pris de l'uranium complètement débarrassé de radium, et l'a mis à l'étude en mai 1903. Il est en mesure d'affirmer actuellement que, dans cet uranium, s'est produit du radium qui donne lieu à l'émanation caractéristique. En 500 jours, la quantité de radium actuellement produite par l'uranium est telle qu'on a un atome de radium pour $3 . 10^{11}$ d'uranium.

L'auteur pense que la désintégration de l'uranium aboutit au polonium, qui ne donne que des rayons α, et, comme le poids atomique du polonium est 212, on doit arriver, par l'expulsion des rayons α, à un corps de poids atomique inférieur, pour lequel on peut hésiter entre le bismuth et le plomb. Les observations de Boltwood, qui a

remarqué que le plomb est presque toujours associé dans la nature à l'uranium, donneraient à penser que le plomb serait le terme final de cette série de transformations de la matière.

N. HEHL. — On the Dimensions of the cathode Images (Sur les dimensions des images cathodiques). — P. 614-617.

M. N. Hehl, d'Erlangen, rappelle, à propos d'un travail de M. Wilson, qu'il a établi les relations qui lient, dans un tube à gaz raréfié, l'aire de la cathode couverte par l'illumination à la pression et au courant :

1. La surface couverte par l'illumination est directement proportionnelle au courant, à pression constante;

2. A courant constant, l'aire couverte par l'illumination est inversement proportionnelle à la pression;

3. La densité de courant à la cathode est proportionnelle à la pression.

Cette loi et la précédente sont vraies pour le platine, l'aluminium, et divers métaux dans l'azote. Dans d'autres gaz, il faut en général la remplacer par une loi disant que la densité est proportionnelle à la n^e puissance de la pression.

E. RUTHERFORD et H.-T. BARNES. — Heating Effect of the γ Rays from Radium (Effet calorifique des rayons γ du radium). — P. 621-628.

Par l'emploi d'un calorimètre Bunsen, on a mesuré la chaleur dégagée par une petite quantité de bromure de radium : 1° quand le sel actif est à l'intérieur d'une boîte de plomb assez épaisse; 2° quand le sel est à l'intérieur d'une boîte d'aluminium qui n'arrête pas les rayons γ. La différence entre les deux cas est trop faible pour que l'on puisse attribuer un rôle important aux rayons γ, qui sont absorbés et transformés en chaleur dans ce cas, et qui ne le sont pas dans l'autre. Néanmoins il semble qu'il y ait tout de même une petite quantité de chaleur attribuable aux rayons γ, comme aux rayons β.

J.-M.-W. SLATER. — On the excited Activity of Thorium (Sur l'activité induite du thorium). — P. 628-645.

En exposant des disques sur lesquels l'activité provoquée a été induite par l'émanation du thorium, d'abord à l'action des rayons cathodiques, puis à l'action de la chaleur, on a pu distinguer par des méthodes nouvelles les deux substances qui figurent les deux étapes traversées dans la désintégration de l'activité induite, le thorium A et le thorium B. On avait été conduit à admettre l'existence de ces deux substances distinctes, pour expliquer la décroissance de la radioactivité induite. Elles se caractérisent ici par des propriétés distinctes.

Le thorium A, la première substance formée, a une activité qui tombe de moitié en 11 heures ; le thorium B, formé aux dépens du thorium A, est la substance dont la vitesse de décroissance est la plus rapide : chute de moitié en 55 minutes.

Le thorium B se montre plus volatil que le thorium A dans l'exposition aux rayons cathodiques. Sous l'influence de la chaleur, c'est l'inverse. On peut faire disparaître tout le thorium A fixé à la surface d'un fil activé, en le chauffant quelques minutes au rouge sombre. Il ne reste alors sur le fil que du thorium B à peu près pur, et son activité diminue de moitié exactement en 55 minutes.

CARL KINSLEY. — Short spark-discharges (Décharges par étincelles courtes). — P. 692-708.

Dans le cas général, pour une différence de potentiel donnée, le produit de la longueur d'étincelle par la pression du gaz est constant. Il n'en est plus de même pour les très petites distances explosives, ce qui paraît très naturel si l'on remarque que le raisonnement sur lequel est fondée la loi précédente suppose toujours que la distance explosive n'est pas inférieure au libre parcours moyen des molécules.

L'auteur a étudié, dans le laboratoire même de Michelson à Chicago, comment varie la distance explosive dans l'air entre deux miroirs ayant entre eux des distances variant de 0 $\mu\mu$ à 800 $\mu\mu$. La distance de ces deux miroirs était mesurée par la méthode des franges de Michelson. Le potentiel explosif était mesuré à l'électromètre ou

au galvanomètre. En dérivation sur l'étincelle était un condensateur dont on réglait la capacité de manière à supprimer ou à diminuer, en chaque cas, la *cohérence* produite par la première étincelle.

On a trouvé ainsi que, de 0 à 300 ou 400 $\mu\mu$, le potentiel explosif est toujours, dans une même série d'expériences, exactement proportionnel à la distance explosive. Le coefficient de proportionnalité, pour les mêmes miroirs, varie d'ailleurs assez irrégulièrement d'un jour à l'autre.

Au cours de son travail, l'auteur a pu étudier l'effet de *cohéreur* produit. Si la décharge passe une première fois entre deux surfaces distantes, je suppose, de 100 $\mu\mu$, elles sont cohérées. Si, alors, on les sépare lentement, la résistance de contact, d'abord très faible, augmente graduellement, mais très régulièrement, jusqu'à un moment où elle devient infinie, à la rupture définitive.

Si l'écart primitif des surfaces est inférieur à 117 $\mu\mu$, la distance pour laquelle se produit la rupture est toujours inférieure à 800 $\mu\mu$. Et, en ce cas, la courbe donnant la résistance en fonction de la distance, entre 0 $\mu\mu$ et 730 $\mu\mu$, est représentée par l'équation :

$$R = 4,5 \cdot 10^{-16} d^6,$$

où d est la distance en $\mu\mu$ et R la résistance en ohms.

A.-S. EVE. — The Properties of Radium in M me Quantities (Les propriétés du radium en quantités infinitésimales). — P. 708.

L'auteur, dont les expériences ont été contrôlées par M. Rutherford, établit, contrairement à ce qu'avait avancé Voller, que l'activité d'une solution ou d'un papier sur lequel se sont déposées des traces de sel de radium est bien proportionnelle à la quantité de radium, entre une teneur de 10^{-7} milligrammes et une de 10^{-4} milligrammes, et que la décroissance de l'activité des produits radioactifs du radium n'est pas modifiée par les variations de concentration du radium.

T. GODLEWSKI. — Actinium and Successive Products (L'actinium et ses produits successifs). — P. 35-45.

L'auteur, s'inspirant des travaux de Rutherford et Soddy sur le thorium, a montré que l'actinium donne lieu à un produit plus actif,

l'actinium X, qui, abandonné à lui-même, perd la moitié de son activité en 10 jours, 2. L'actinium, débarrassé de ce produit secondaire, régénère peu à peu son activité.

Après séparation de l'actinium X, l'actinium pur ne donne pas d'émanation. Le pouvoir d'émanation de l'actinium X décroît à la même vitesse que l'activité de l'actinium X.

Une différence avec le cas du thorium est que l'actinium X donne des rayons α, β et γ, tandis que le thorium X ne donne que des rayons α.

L'émanation de l'actinium donne successivement lieu à un actinium A qui, sans émettre de rayons, se transforme en actinium B, susceptible d'émettre les trois espèces de rayons.

Mais les rayons β de l'actinium ont une propriété qui les distingue des rayons β émis par les autres éléments radioactifs. Le coefficient d'absorption de ces rayons β de l'actinium est deux fois et demie plus grand que dans le cas de l'uranium : le pouvoir pénétrant de ces rayons de l'actinium est moins de la moitié de celui des rayons des autres éléments.

T. GODLEWSKI. — Some Radioactive Properties of Uranium (Quelques propriétés radioactives de l'uranium). — P. 45-60.

Très ingénieuses expériences, qui donnent la clef d'irrégularités observées dans les variations d'activité de l'uranium et de l'uranium X, après la séparation de ces deux corps.

Comme dans les expériences de Meyer et de Schweidler, on prend des poids égaux de nitrate d'uranium et d'eau, et la solution est mêlée à un poids égal d'éther éthylique, puis la solution d'éther est soigneusement séparée de la solution aqueuse, et on évapore les deux à siccité. Dans le cas de la solution aqueuse, l'évaporation est continuée jusqu'à ce qu'on ait expulsé toute l'eau de cristallisation.

Le nitrate d'urane de la solution aqueuse qui contient l'excès d'uranium X, pris à la solution éthérée, perd l'excès correspondant de son activité suivant une loi exponentielle, qui fait tomber l'activité à la moitié de sa valeur en 22 jours. La solution d'éther, qui était complètement inactive au point de vue de la production des rayons β, recouvre son activité suivant une loi exponentielle figurée par une courbe complémentaire de la précédente.

Dans les expériences actuelles, au lieu de faire cristalliser le nitrate d'urane dans la solution même, on débarrasse les cristaux de l'eau par évaporation.

On concentre la solution au bain-marie; il se dépose d'abord du nitrate cristallisé au fond du vase. La liqueur mère est mise dans un autre vase et concentrée au bain-marie jusqu'à ce que la solution donne une plaque solide compacte. L'activité de ces deux fractions est séparément examinée. L'activité des premiers cristaux déposés baisse d'abord, tombe en 1 jour ou 2 à moitié de sa valeur, puis se met à augmenter régulièrement.

La plaque provenant de la liqueur mère a une activité qui décroît très vite pendant 1 à 2 jours, puis qui augmente pour rester stationnaire à partir de 7 à 8 jours jusqu'à 18.

L'auteur montre que la décroissance d'activité que présentent les cristaux provenant de la solution aqueuse, dans les premiers moments, tient à ce que l'uranium X qu'ils contiennent est concentré sur la face supérieure du cristal, et qu'on obtient le résultat inverse en présentant à l'électroscope la face inférieure. L'activité de celle-ci, d'abord très faible, va en augmentant, et il s'établit entre les deux une égalisation progressive.

L'uranium X paraît être, dans le nitrate d'urane cristallisé, à l'état de *solution solide*, et une diffusion progressive arrive à rendre uniforme la concentration de cette solution aux divers points du cristal. Cette notion de solution réciproque des produits de désagrégation de l'atome dans le composé primitif peut être précieuse : en particulier, la production de composés débarrassés de leur émanation dans certaines conditions physiques et chimiques peut s'expliquer par le changement intervenu dans le pouvoir dissolvant des divers composés.

JOHN PECK. — On the Effect of a transverse Magnetic Field on the Discharge of Electricity through a Vacuum-Tube (Sur l'effet d'un champ magnétique transversal sur la décharge dans un tube à vide). — P. 67-71.

L'effet général d'un champ magnétique transversal est d'augmenter la différence de potentiel entre les électrodes d'un tube à vide, et cet effet est dû sans doute à ce que la déviation imprimée aux ions diminue la section utile et augmente par suite la résistance du gaz.

Willows a montré qu'un champ magnétique transversal agissant

à la cathode réduit la résistance du tube si la pression du gaz est au-dessous d'une certaine valeur, mais l'accroît à de plus hautes pressions. Il pense que cette diminution de résistance est due à ce que le champ magnétique diminue la chute de potentiel cathodique, parce que les rayons cathodiques, au lieu de passer directement à travers l'espace obscur avec une vitesse considérable, sont détournés de manière à faire un plus long trajet, et, par conséquent, il y a plus de chance qu'il se produise par chocs des ions libres dans l'espace cathodique obscur.

Wehnelt ayant trouvé, d'autre part, que, quand la cathode est recouverte de certains oxydes métalliques (tels que la chaux) et portée à l'incandescence, la chute de potentiel est très réduite, il était intéressant de rechercher l'effet d'un champ magnétique transversal dans le cas d'une cathode chauffée et recouverte de chaux.

Le résultat a été très net. Quand la chute cathodique de potentiel est ainsi suffisamment réduite par une cause étrangère, *l'action du champ magnétique transversal est toujours un accroissement de la résistance du tube.*

A. WEHNELT. — On the Discharge of Negative Ions by Glowing Metallic Oxides, and Allied Phenomena (Décharge d'ions négatifs par les oxydes métalliques incandescents, et phénomènes connexes). — P. 80-91.

L'auteur a obtenu les résultats suivants, auxquels l'emploi des lampes Nernst donne un intérêt particulièrement actuel.

Les oxydes des métaux suivants donnent, à l'incandescence, une émission de corpuscules négatifs plus intense que le platine incandescent :

Baryum, strontium, calcium, magnésium, zinc, cadmium, yttrium, lanthane, zirconium, thorium.

D'autres métaux (aluminium, fer, plomb, bismuth, uranium, argent, cuivre) ont des oxydes qui n'ajoutent rien à l'effet propre aux fils de platine, quand on recouvre le fil d'un de ces oxydes.

Citons des nombres. A 1.050°, un fil de platine donne une émission de corpuscules positifs égale à $+ 1,18 . 10^{-8}$ ampères, et une émission de corpuscules négatifs à $- 0,95 . 10^{-8}$. Le même fil, à la même température, quand il est recouvert de baryte, donne le même nombre de corpuscules positifs, et un nombre de corpuscules négatifs égal à $- 23,7 . 10^{-8}$.

Les mêmes oxydes, chauffés dans le vide, augmentent dans des proportions analogues l'activité du fil de platine qu'ils recouvrent. Déposés sur la cathode d'un tube à vide, ils diminuent la chute de potentiel cathodique : on sait que l'espace cathodique obscur est pauvre en corpuscules; ils y introduisent des corpuscules négatifs en grand nombre. De là une application intéressante à la construction de tubes à vide de faible résistance. On a pu actionner des tubes à vide assez longs avec des voltages de distribution de lumière (110 à 220 volts).

A.-S. EVE. — On the Radioactive Matter present in the Atmosphere (Sur la matière radioactive présente dans l'atmosphère). — P. 98-113.

Expériences effectuées près de Montréal, d'abord dans le hall d'une station hydraulique en dehors de la ville, puis tout à fait en plein air, pour évaluer la quantité de matière active qui peut se fixer sur un fil chargé négativement (10.000 volts environ) quand on fait circuler dans l'espace où il se trouve une quantité considérable d'air atmosphérique. L'activité inclinée sur le fil décroît exactement suivant la même loi que l'activité que prend le même fil quand il est exposé dans un vase contenant de l'émanation du radium.

On arrive à la conclusion que l'élément radioactif présent dans 1 kilomètre cube d'air atmosphérique correspond à la quantité d'émanation que donnerait $0^{gr},49$ de bromure de radium pur.

En admettant que l'atmosphère de tous les continents du globe contient la même quantité au kilomètre cube sur une hauteur de 10 kilomètres, on arriverait à la conclusion qu'elle contient l'émanation qui proviendrait de 610 tonnes de bromure de radium. Les expériences exécutées tout à fait en plein air conduisent à une teneur moindre, correspondant à 170 tonnes seulement pour toute l'atmosphère au-dessus de la terre ferme.

La distance à laquelle un fil chargé négativement attire les éléments actifs dans l'air est comprise entre 40 et 80 centimètres. On l'a déterminée par l'ingénieux procédé que voici : on suspend trois fils chargés négativement, deux d'entre eux à 90 centimètres de distance, et le troisième à 10 mètres des premiers ; on constate que tous trois se chargent de même au bout du même temps : si les deux premiers étaient trop rapprochés l'un de l'autre, ils se chargeraient d'une

moins grande quantité d'émanation, parce qu'ils puiseraient au même volume d'air.

La vitesse de production des ions, mesurée par la méthode indiquée par Rutherford [1], a été trouvée être de 96 ions par centimètre cube et par seconde.

En admettant que le radium dans l'écorce terrestre constitue une masse totale de $28 . 10^{13}$ kilogrammes, ce qui correspond à $4,6 . 10^{-11}$ grammes de radium par gramme de matière, et ce qui, d'après Rutherford, est une limite supérieure de la masse totale, au delà de laquelle la température de la terre serait plus haute que la température observée, on est conduit à la conclusion que, si la radioactivité de l'atmosphère est entièrement due à une émanation du sol, la couche du sol qui participe à l'émission de cette émanation aurait une épaisseur variant entre 5 mètres et 18 mètres, suivant qu'on adopte l'un ou l'autre des nombres obtenus précédemment pour la quantité totale de matière radioactive dans l'atmosphère.

E. RUTHERFORD. — Some Properties of the α Rays from Radium (Quelques propriétés des rayons α du radium). — P. 163-177. — Charge carried by the α and β Rays of Radium (Charges portées par les rayons α et β du radium). — P. 193-208.

M. Rutherford a étudié le rapport $\frac{e}{m}$ de la charge électrique à l'inertie des particules α émises par le radium, $\frac{M}{C}$. Il a eu recours à la méthode de la déviation des rayons dans le champ magnétique. Il a obtenu, au cours de ce travail, un résultat capital.

Si l'on fait traverser aux particules α émises par le radium C un nombre croissant de feuilles d'aluminium de même épaisseur ($0^{cm},00031$), on observe qu'après la traversée de chaque feuille la vitesse d'émission est réduite : d'abord égale à une valeur donnée v_0, elle devient successivement $0,85 v_0$, après la traversée de 5 feuilles, $0,76 v_0$ après la traversée de 8 feuilles, $0,64 v_0$ après la traversée de 12 feuilles. Après la traversée de 12 feuilles de cette épaisseur, on a encore une impression photographique très nette. Pour une feuille de plus, c'est-à-dire pour 13, toute action photographique disparaît. La phosphorescence, l'action électrique disparaissent aussi. Une dis-

(1) RUTHERFORD, *Radioactivity*, p. 72.

cussion minutieuse de tous les résultats conduit à cette conclusion qu'une particule α cesse d'ioniser, par collision, les molécules qu'elle rencontre, lorsque sa vitesse est réduite à environ 40 0/0 de la vitesse initiale qu'elle possédait au moment de son émission par le radium C.

L'épaisseur précédente d'aluminium équivaut à $6^{cm},5$ d'air. Et Bragg a montré que les rayons α émis par le radium C ionisent l'air à une distance de $6^{cm},7$, et qu'ensuite l'ionisation tombe très brusquement. Dans la scintillation obtenue avec le sulfure de zinc, il est à croire que les rayons α ne produisent pas l'effet primaire, mais que la production d'ions dans la matière phosphorescente, sous l'influence des rayons α, donne lieu à une recombinaison d'ions qui serait accompagnée d'émission de lumière.

La disparition de tous les effets consécutifs à l'ionisation au-dessous d'une certaine vitesse des particules α suggère l'idée que la désintégration de la matière peut se produire dans beaucoup de substances avec une vitesse supérieure à celle de l'uranium, sans produire d'effet électrique, pourvu que la vitesse d'émission des particules α soit inférieure à la vitesse critique.

La particule α, en moyenne, produit environ 100.000 ions dans le gaz avant d'être absorbée, de sorte que ses effets électriques sont 100.000 fois plus forts que ceux qui sont dus à la charge elle-même, lorsque la charge a une vitesse inférieure à la valeur critique.

Pour mesurer le nombre de particules α émises par le radium, on étudie le courant de décharge qui s'établit, dans un gaz raréfié, entre deux plateaux parallèles, dont l'on est recouvert d'une couche radioactive. On charge les deux plateaux jusqu'à obtenir le courant de saturation ; on opère en alternant les pôles, de manière à éliminer l'ionisation résiduelle du gaz ; on fait intervenir un champ magnétique qui doit dévier les rayons β et les empêcher d'atteindre le plateau opposé : on augmente le champ jusqu'à la limite au delà de laquelle une augmentation ultérieure ne fait plus d'effet. Mais le champ n'a jamais été assez intense pour produire une action efficace sur les rayons α.

On a obtenu un courant de $9,8 \cdot 10^{-13}$ ampères; ce qui donne, en attribuant à chaque particule α une charge de $3,4 \cdot 10^{-10}$ unités électrostatiques, ou $1,13 \cdot 10^{-19}$ coulombs, un nombre de particules projetées par seconde égal à $8,7 \cdot 10^{6}$ pour une masse de couche active égale à $0^{mgr},484$ de bromure de radium.

Pour 1 gramme de bromure de radium au minimum d'activité, on

aurait ainsi un nombre de particules égal à $3,6 . 10^{10}$. Si on donne au bromure la formule $RaBr^2$, on aurait, pour 1 gramme de radium, $6,2 . 10^{10}$ particules par seconde.

Si l'on remarque que l'activité du radium en rayons α, en état d'équilibre radioactif, est 4 fois plus grande que le minimum d'activité, et comprend trois produits : l'émanation, le radium A et le radium C, qui émettent des rayons α, on conclut que le nombre total de particules α expulsées par seconde, par 1 gramme de radium en équilibre radioactif, est 4 fois le nombre précédent, soit $2,5 . 10^{11}$.

Pour mesurer la charge des rayons β, on a recours, afin d'éviter la complication de l'émanation et des produits secondaires, à un corps rendu actif par l'émanation du radium ; on prend une barre de plomb. On compare cette barre, lorsqu'elle a atteint son maximum d'activité, au bromure de radium qui l'a rendue radioactive, au point de vue de la production de rayons γ ; ce qui est plus facile à cause de la faible absorption de ces rayons. On saura, par exemple, que les rayons γ du plomb équivalent à la fraction m des rayons γ du bromure de radium. On en déduit que le rapport des rayons β émis par les deux sources est le même. Et, pour mesurer l'émission de rayons β par la barre de plomb, on la prend comme électrode centrale, et on mesure à l'électromètre le courant d'ionisation qui circule entre elle et la paroi d'un vase cylindrique. On a soin d'entourer la barre d'une série de feuilles d'aluminium suffisante pour arrêter tous les rayons α.

On arrive ainsi à la conclusion que le nombre total de particules β expulsées en une seconde par 1 gramme de radium est $7,3 . 10^{10}$, ce qui est tout à fait du même ordre que le nombre des particules α expulsées par le radium, quand il est à son minimum d'activité.

Si chaque particule α correspond à la destruction d'un atome de radium, on trouve que le nombre d'atomes détruits par gramme et par an est $1,95 . 10^{16}$. Le poids atomique du radium étant 225, il s'ensuit que 1 gramme de radium contient $3,6 . 10^{21}$ atomes, et, par suite, la fraction du nombre total d'atomes qui est détruite en un an est $5,4 . 10^{-4}$; c'est-à-dire un demi-milligramme. Cela donne 1.280 ans pour la disparition de la moitié du radium, ce qui est d'accord avec ce qu'on sait de la durée de la vie du radium.

De la chaleur dégagée par le radium on déduit que l'énergie cinétique d'une particule α est $5,9 . 10^{-6}$ erg.

Du nombre de particules α expulsées à la seconde par 1 gramme de radium, et de l'intensité du courant de saturation produit quand

toute la radiation α est absorbée par le gaz, on peut déduire le nombre d'ions que produit dans l'air à la pression atmosphérique le passage d'une seule particule α. Un poids de $0^{mgr},484$ de bromure de radium étalé sous forme de couche mince sur un plateau d'aluminium émet $8,7 . 10^6$ particules α par seconde. Le courant de saturation observé entre plateaux parallèles à distance suffisante et dans un gaz à pression suffisante pour que tous les rayons α soient absorbés est $8,4 . 10^{-8}$ ampères. La charge d'un ion étant $1,13 . 10^{-19}$ coulombs, ce courant correspond à la production de $7,5 . 10^{11}$ ions par seconde; ce nombre étant produit par $8,7 . 10^6$ particules, cela fait 86.000 ions par particule. Bragg ayant montré que le nombre d'ions formés par unité de longueur est le même tout le long du parcours de la particule, et le chemin parcouru par une particule α dans l'air ordinaire avant que son énergie ne soit absorbée étant d'environ 3 centimètres, le nombre d'ions produits par centimètre de trajet dans l'air à la pression et à la température normales est ainsi 29.000. Le nombre d'ions par centimètre à la pression d'un millimètre de mercure serait 38.

Quelle est maintenant l'énergie nécessaire pour produire un ion? Quand leur vitesse est tombée à 64 0/0 de la vitesse initiale des particules α émises par le radium C, les particules α ne produisent plus d'ionisation par chocs; la vitesse initiale des particules émises par une couche de radium au minimum d'activité étant $0,88\, v_0$, on en déduit que 48 0/0 de l'énergie totale de la particule α sont absorbés par l'ionisation du gaz. Or l'énergie cinétique de la particule α, déduite de la chaleur dégagée par le radium au minimum d'activité (25 calories-grammes par heure et par gramme), est $4,7 . 10^{-6}$ ergs. Donc son énergie au moment où elle cesse d'ioniser un gaz est $2,3 . 10^{-6}$ ergs. En admettant que la perte d'énergie est entièrement consacrée à produire l'ionisation, l'énergie moyenne requise pour produire un ion est $2,7 . 10^{-11}$ ergs. Elle est équivalente à l'énergie acquise par un ion qui se meut librement entre deux points qui présentent une différence de potentiel de 24 volts.

Librairie GAUTHIER-VILLARS, 55, Quai des Grands-Augustins, PARIS (VI)

Leçons d'Électrotechnique Générale

Professées à l'École Supérieure d'Électricité

PAR

P. JANET

Professeur à la Faculté des Sciences de l'Université de Paris
Directeur du Laboratoire Central d'Électricité et de l'École Supérieure d'Électricité

Deuxième Édition

TOME II

Courants alternatifs sinusoïdaux et non sinusoïdaux

Alternateurs — Transformateurs

CAMBRIDGE

PHYSICAL SOCIETY

Experimental Electricity

BY

William Cecil DAMPIER WHETHAM

DIE [illegible]

TECHNIK UND PRASCIS

WICHTIGSTEN

PHYSIKALISCHEN GRÖSSEN

VON

Olof LINDERS

Leipzig — Verlag von Zeh und Schenk

TABLE DES MATIÈRES.

JANVIER 1906.

Paris. — Imprimerie Gauthier-Villars.

Le Gérant : J. Drouin.

Ce Recueil paraît chaque mois.

JOURNAL DE PHYSIQUE THÉORIQUE ET APPLIQUÉE,

fondé

Par J.-Ch. d'ALMEIDA

et publié par

MM. E. BOUTY, P. CURIE, G. LIPPMANN, E. MASCART, L. POINCARÉ,

et

MM. L. HOULLEVIGUE, M. LAMOTTE et G. SAGNAC
adjoints à la rédaction

avec la collaboration

d'un grand nombre de professeurs et de physiciens.

QUATRIÈME SÉRIE.

TOME V. — FÉVRIER 1906.

(Clos le 15 Janvier.)

PARIS,

AU BUREAU DU JOURNAL DE PHYSIQUE,

11 bis, RUE NOTRE-DAME-DES-CHAMPS (6e).

... à M. Lucien Poincaré, ...

SUR LES PHÉNOMÈNES DE L'ARC CHANTANT;

Par M. BLONDEL[1].

De nombreux auteurs ont étudié déjà le phénomène de l'arc chantant, décrit il y a quelques années par M. Duddell[2]; mais les conclusions auxquelles ils sont arrivés au sujet de la nature de ce phénomène ont été contradictoires, parce que l'examen des régimes apparents est forcément impuissant par lui-même à étudier certains points.

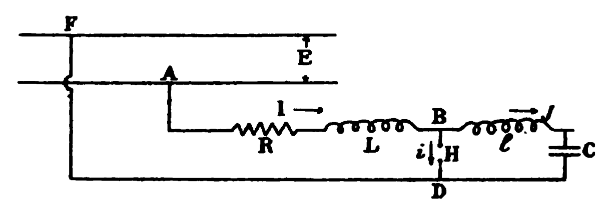


Fig. 1. — Schéma des circuits. H, arc; C, condensateur; R, rhéostat; L et *l*, self-inductions; ABDF, circuit d'alimentation provenant d'un secteur; BCD, circuit d'oscillation.

Pour étudier le mécanisme intime du phénomène, je me suis aidé de la méthode des oscillographes bifilaires que j'ai présentée à l'Académie des Sciences le 6 mars 1893[3]. J'ai disposé les circuits suivant le schéma bien connu des expériences de Duddell.

---

[1] Communication faite à la Société française de Physique : Séance du 7 juillet 1905.

[2] *Bibliographie de l'arc chantant*: Duddell, *The musical arc* (*Inst. Elect. Eng.*, n° 148 : 1901 ; — et *The Electrician*, n° 46, pp. 269 et 310 ; 1900 ; et n° 902, 18 septembre 1903). — Simon, *Der singende Lichtbogen* (*E. T. Z.*, 20 juin 1901). — Paul Janet, *Sur l'arc chantant de Duddell* (*C. R.*, pp. 462 et 821 ; 1901). — Ascoli et Manzotti, *Rend. Ac. Lincei*, vol. XI, p. 11 ; 1902. — Tissot, *Congrès de l'Association française à Montauban*, 1902. — Fabry, *Eclairage électrique*, t. X, p. 375 ; 1903. — Wertheim Salomonson, *Académie d'Amsterdam*, 25 octobre 1902. — O.-M. Corbino, *Associazione Elettrotecnica italiana*, 21 mai et 18 octobre 1903. — Meisel, *Physikalische Zeitschrift*, 1er juillet 1903, 1er septembre 1904. — P. Bary, *Ind. électrique*, p. 245 ; 10 juin 1903. — Mazini, *Elettricista*, vol. XI, p. 235 ; 1902. — M. A. Banti, *Nuovi fenomeni circuito Duddell* (*Elettricista*, année XII, 1903) (particulièrement intéressant au point de vue expérimental).

[3] J'ai fait construire dans ce but, en 1902, par MM. Dobkevitch et Nagel, un oscillographe triple bifilaire permettant d'enregistrer à la fois les courbes des trois variantes. J'ai été assisté pour l'exécution des expériences que je vais rapporter par mes assistants, MM. Boutin et Bethenod, ingénieurs électriciens, qui m'ont prêté le concours le plus efficace.

L'ensemble de ces circuits (*fig.* 1) était alimenté par un réseau à courant continu à 120 volts, de résistance négligeable, et on a ajouté et retranché dans certains cas une batterie d'accumulateurs pour comparer les résultats obtenus à 55, 120 et 175 volts environ.

Bien que les phénomènes aient présenté à ces différents voltages sensiblement les mêmes caractères généraux, ce qui dispense de les passer tous en revue, il résulte des expériences que l'emploi de tensions supérieures à 110 volts facilite beaucoup la production des régimes les plus intéressants.

Existence de deux régimes-types. — Le premier résultat de l'étude unoscillographique, c'est qu'avec des électrodes en charbons homo-

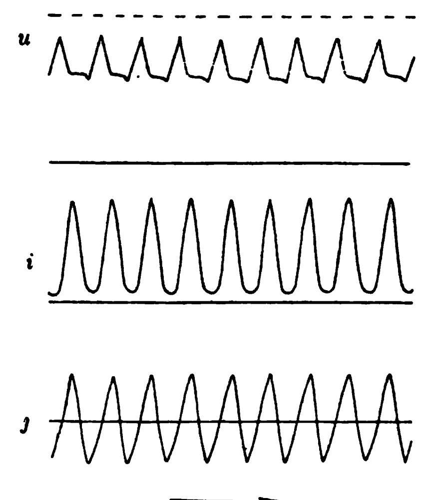


Fig. 2. — Cliché oscillographique n° 52 : courbe du premier type, arc musical, entre 2 charbons homogènes de 5 millimètres de diamètre, écart 4 millimètres, intensité moyenne du courant d'alimentation 2,2 ampères, C = 16 microfarads, L = 0, l = 0,00345 henry, E = 116 volts, fréquence mesurée 540.

Courbe supérieure, tension entre les bornes de l'arc, échelle 0mm,17 par volt (horizontale supérieure représentant la tension de la source).

Courbe intermédiaire, courant dans l'arc, échelle 3 millimètres par ampère.

Courbe inférieure, courant du condensateur, échelle 3 millimètres par ampère, échelle des temps 31 millimètres pour $\frac{1}{100}$ de seconde.

gènes on peut obtenir deux types très différents d'arcs chantants, l'un continu, l'autre discontinu, et dont les courbes sont bien caractérisées respectivement par les clichés 52 et 21 ci-joints, obtenus

tous les deux avec la tension d'alimentation ordinaire voisine de 120 volts, et avec une faible self-induction dans le circuit d'oscillation.

Le premier type (*fig.* 2), auquel correspond un son soutenu assez pur, et qui est, à proprement parler, l'arc *musical* de Duddell, donne lieu à des courbes de courant dans l'arc et dans le condensateur présentant des formes *continues*, presque sinusoïdales, sans que l'intensité de l'arc descende à zéro ou tout au moins reste nulle pendant un temps appréciable; les variations de la tension aux bornes de l'arc sont contenues entre des limites très rapprochées. Cet arc musical ne se produit que si l'écart entre les charbons est plutôt fort, et au moins de l'ordre de celui d'un bon arc industriel (3,5 à 4 millimètres ou davantage); on l'obtient le plus facilement dans le cas où le circuit d'alimentation ABDF ne contient qu'une résistance morte ou faiblement inductive, et si le courant n'est pas trop voisin du courant-limite de stabilité.

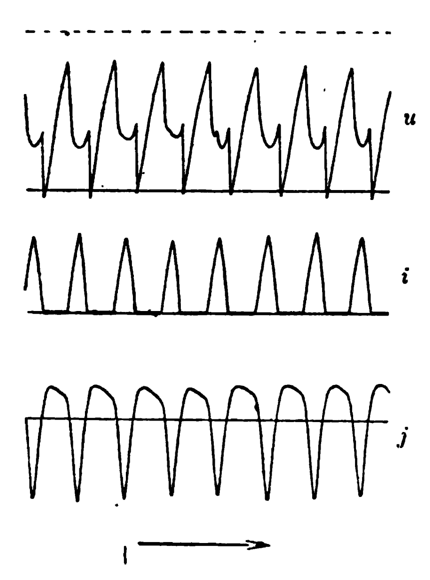


Fig. 3. — Cliché oscillographique n° 21 : courbe du second type, arc sifflant, entre les mêmes charbons, écart 1^{mm},3, intensité moyenne 1,4 ampère, C = 16 microfarads, L = 0,290, l = 0,0034 henry, E = 126 volts, fréquence mesurée 457.

Le second type (*fig.* 3), auquel correspond un son plus strident ou sifflant, est un phénomène discontinu caractérisé par ce que le courant de l'arc *i* présente des points anguleux et des zéros de durée

appréciable, pendant lesquels le courant de charge j présente ordinairement des méplats correspondants, tandis que la tension entre les électrodes v subit une double oscillation de grande amplitude, allant souvent au-dessous de zéro ou au-dessus de la force électromotrice de la source d'alimentation.

Ce second type s'obtient surtout quand l'arc est court par rapport au voltage employé (par exemple 0,5 à $1^{mm},5$ à la tension de 110 à 130 volts) et si le courant est faible, et surtout facilement quand on ajoute de la self-induction dans le circuit d'alimentation ; mais on obtient sans self-induction des courbes analogues, pourvu que les autres conditions soient remplies.

La discontinuité du courant dans l'arc, pendant qu'il siffle, a pour effet d'abaisser l'intensité de courant pris à la source d'alimentation.

Analogie du deuxième type avec la décharge fractionnée. — Le second type présente une grande analogie avec le phénomène de la décharge fractionnée d'un courant de haute tension étudié autrefois par Gaugain, et qu'on obtient en supprimant simplement dans le montage précédent la self-induction du circuit dérivé. Les courbes de la *fig.* 4 donnent un exemple de ce dernier cas. Celles de la *fig.* 3 en diffèrent en ce que la self-induction ralentit la durée de la décharge du condensateur ; celle-ci, au lieu d'une simple décharge instantanée, prend la forme d'un courant temporaire, caractérisé par un palier dans les courbes de tension.

Passage du régime n° 2 au n° 1 et inversement. — Souvent, quand le circuit d'alimentation est peu inductif, on peut passer du régime discontinu au régime continu en faisant simplement grandir l'écart entre les charbons jusqu'à 4 millimètres. En même temps la fréquence des oscillations croît dans une proportion souvent assez grande, sans qu'on ait modifié le circuit oscillant. Par exemple, dans le cliché 32, elle est de 340 périodes, grâce à la suppression des extinctions prolongées, tandis qu'elle était seulement de 437 dans le cliché 21.

Si on écarte davantage encore les charbons, la fréquence s'abaisse de nouveau par suite de la résistance de l'arc et du refroidissement plus grand auquel il est soumis, causes qui ralentissent soit le passage du courant, soit le rallumage.

Explication des deux régimes. — Ces phénomènes peuvent s'expliquer aisément par les propriétés de l'arc entre charbons homogènes au point de vue de stabilité. Soit BCA (*fig.* 4) la courbe théorique de stabilité d'un arc, qui représente la loi de variation de la

différence de potentiel quand on diminue son courant, en augmentant la résistance d'alimentation au delà de la valeur normale (correspondante à la droite d'alimentation DM_1). Par suite du phénomène bien connu des retards de régimes dus à l'échauffement et au refroidissement des électrodes (Voir Mme H. Ayrton, *The Electric Arc*), quand on fait varier l'intensité entre deux limites I_1' et I_1'', le point de régime M décrit non pas à proprement parler une petite droite, mais un petit cycle *anbqa*.

Une semblable variation n'est pas possible sans condensateur, car la variation de courant d'alimentation correspondant aux deux tensions extrêmes, et obtenue en menant les deux horizontales *am*, *bq* jusqu'à leur rencontre avec la droite DM_1'', est limitée entre les deux abscisses I′ et I″.

Pour que l'oscillation soit possible, il faut que le courant échangé entre l'arc et le condensateur comble la différence entre I_1'' et I″ et I_1' et I′; l'existence du régime du premier type, l'arc musical, correspond précisément à ce cas. Le courant d'alimentation peut même subir une oscillation bien plus faible quand le circuit d'alimentation est un peu inductif.

Une partie du courant d'alimentation sert à compenser les pertes d'énergie par effet Joule, ou autre, dans le circuit oscillant, grâce au fait que la branche de charge *anb* du cycle est au-dessus de la branche de décharge *bqa*; le condensateur reçoit ainsi plus d'énergie qu'il n'a à en restituer.

L'amplitude de l'oscillation *ab* s'établit d'elle-même, de façon que l'aire de la boucle égale l'énergie perdue dans le circuit d'oscillation. L'ionisation des gaz chauds, quand l'écart est grand, empêche d'ailleurs les extinctions brusques, de même que dans l'arc alternatif.

Le second type, régime sifflant, correspond au cas où le régime moyen M_2, par exemple, devient voisin de la limite de stabilité, sans que les gaz compris entre les électrodes soient notablement ionisés.

Soit *c*KT la partie de cycle décrite pendant que l'intensité diminue à partir d'un maximum I_2'; au point de tangence T de la droite DT qui limite la stabilité, l'arc s'éteint et le voltage remonte jusqu'à ce qu'il atteigne une certaine tension, v' par exemple, nécessaire pour le rallumage et qui varie suivant l'écart, les charbons, la durée du refroidissement, etc...; le cycle *dc* se rétablit alors par un parcours descendant *dfc* et ainsi de suite. Ainsi s'expliquent les discontinuités de l'arc sifflant. Plus la force électromotrice d'alimentation E est

élevée, plus ce régime est facile à maintenir même avec une intensité plus faible de courant, parce que le rallumage se fait plus facilement par ionisation de la cathode. La même figure montre que, si l'on augmente le courant à l'excès et, par exemple, au régime M_3, la courbe de stabilité tendant à devenir horizontale, peut-être même à remonter (1), sauf dans le cas plus complexe de sifflement par excès de densité de courant, il n'est alors plus possible d'obtenir la charge du condensateur pendant une diminution de courant dans l'arc ; par conséquent l'arc cesse de chanter.

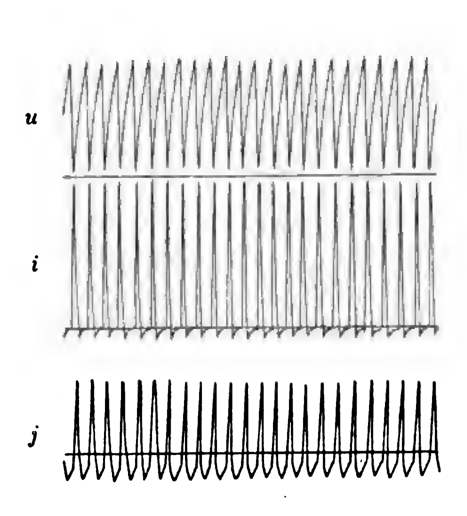


Fig. 4. — Cliché n° 53 : courbe d'une décharge fractionnée entre charbons homogènes de 5 millimètres de diamètre, sans self-induction, force électromotrice de la source 116 volts, écart 1mm,2, capacité 16 microfarads, intensité moyenne du courant 2,7 ampères, échelle de temps 31 millimètres pour $\frac{1}{100}$ de seconde.

Courbe supérieure : tension aux bornes de l'arc (échelle 0mm,17 par volt) ; courbe intermédiaire : intensité de courant dans l'arc (1 millimètre par ampère) ; courbe inférieure : intensité du courant du condensateur (1 millimètre par ampère).

Cas d'un arc sifflant lorsque la densité de courant est excessive. —

(1) Les parties remontantes des courbes $A\lambda\gamma l'$ sont purement hypothétiques pour des charbons purs ; car les expériences de Mme Ayrton n'indiquent jusqu'à présent que des courbes à asymptotes horizontales.

On peut se demander ce qui arrive quand on augmente la densité de courant jusqu'à des valeurs pour lesquelles un arc à courant continu ordinaire devient sifflant ; on sait que, dans ce cas, le point régime quitte la courbe ordinaire de fonctionnement et descend sur une autre courbe plus basse telle que γν (*fig.* 5), de sorte que le cycle décrit pourrait, semble-t-il, devenir inerte et se trouver plus compliqué que nous ne l'avons supposé jusqu'ici. Mais il est facile de reconnaître que tout cycle mixte tel que λγνμ ne peut être décrit spontanément parce que le sifflement commence sous une intensité de courant plus faible qu'il ne cesse ; de sorte que le cycle devrait être décrit dans le sens λγνμ, ce qui est contraire à la théorie précédente.

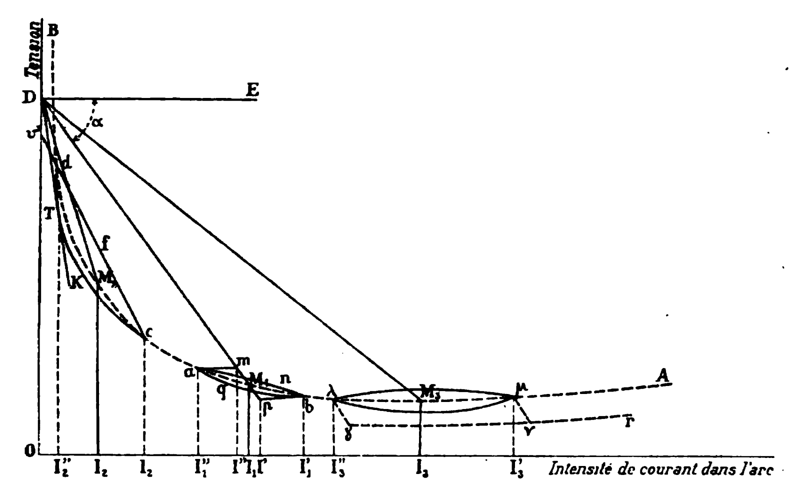


Fig. 5. — Schéma expliquant les phénomènes : BMA, courbe théorique de stabilité de l'arc entre charbons homogènes rapportée aux intensités de courant et aux tensions, aux bornes de l'arc.

Un cycle mixte est donc impossible, s'il n'y a une extinction pour recharger le condensateur. L'analyse des courbes obtenues avec les mêmes charbons ou avec des charbons un peu plus gros, en poussant l'intensité de courant au delà de 5 ampères, a confirmé ce résultat [1].

[1] Quand on examine les clichés obtenus pour des intensités moyennes et même pour d'autres plus faibles, on constate aisément qu'à certains moments après l'allumage de l'arc, lorsque l'intensité atteint son maximum, la tension aux bornes de l'arc s'abaisse brusquement, ce qui indique précisément qu'on passe à ce moment du régime d'arc ordinaire au régime d'arc sifflant.

Quand le courant est intense (10 ampères dans les conditions d'emploi actuel), le régime sifflant commence immédiatement ou presque dès le début de l'allumage

Dans ces conditions, on constate qu'il est beaucoup plus difficile d'obtenir un son musical, d'autant plus que le charbon est de plus petit diamètre et que l'intensité du courant est plus forte.

Des clichés non reproduits ici [1] montrent qu'on peut encore obtenir un son musical faible vers 5 à 6 ampères quand la self-induction du réseau ne dépasse pas 0,30 henry ni la self-induction du courant oscillant 0,006 henry, mais qu'avec 10 ampères la marche est instable, l'arc ne chante pas au-dessus de $1^{mm},5$ environ, écart tout à fait insuffisant pour qu'il y ait un son musical.

On peut donc dire que le son pur est impossible ou très difficile à obtenir au delà de 5 à 6 ampères, et qu'on a généralement un arc sifflant du même type que le type n° 2 défini plus haut.

Circonstances qui accompagnent l'extinction de l'arc, dans le régime n° 2. — Dans tous les clichés présentant une extinction franche de l'arc (annulation de l'intensité du courant dans l'arc pendant un temps appréciable), apparaît, au moment de l'extinction, une dépression anormale de la tension aux bornes, succédant au relèvement progressif normal de la tension de tout arc qui s'éteint. Suivant les cas, cet abaissement se fait sous forme soit d'une oscillation simple, comme on le voit, par exemple, sur la *fig.* 6 (cas d'un circuit d'alimentation non inductif), soit d'une dépression instantanée suivie d'une courbe ascendante remontant plus lentement, comme on le voit, par exemple, sur le cliché 7 (circuit d'alimentation inductif). Ce phénomène intéressant s'explique facilement par l'inertie électrique due à la présence de la self-induction dans le circuit oscillant.

En effet, par suite de cette self-induction, le courant de charge j établi dans la dérivation tend à continuer sa variation d'intensité avec la même vitesse $\frac{dj}{dt}$ qu'avant l'extinction, tandis qu'au moment où l'arc s'éteint soudainement la vitesse de variation $\frac{di}{dt}$ du courant i

et donne lieu à des courbes du genre de celles de l'arc sifflant, avec des pointes très aiguës dans la tension au commencement et à la fin de l'allumage. Les fréquences varient beaucoup dans ces régimes, de sorte que le son paraît confus, et les durées d'extinction très faibles et presque négligeables.

Malgré ces différences quantitatives, il n'y a pas lieu, je crois, de distinguer cette forme de courbe du deuxième type d'arc caractérisé par la discontinuité : d'autant plus que l'écart entre les charbons est du même ordre que pour ce deuxième type.

[1] Pour plus de détails, voir *l'Éclairage Électrique* des 15 et 22 juillet 1905.

qui le traversait présente une discontinuité forcée. Bien que la somme $I = i + j$ des deux courants ne varie pas sensiblement au moment précis de l'extinction, ni par conséquent la somme des énergies

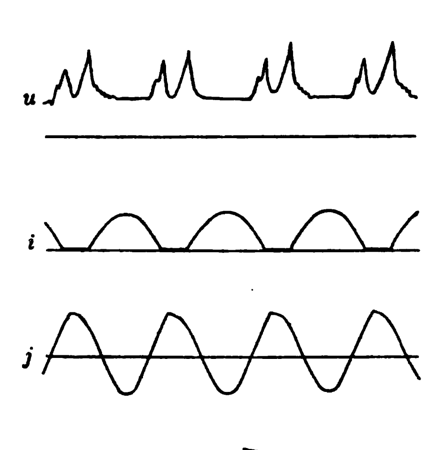


Fig. 6. — Cliché n° 41 : arc sifflant de 0mm,75 sans inductance dans le circuit d'alimentation; source à 129 volts, débit moyen 1,9 ampère, capacité du circuit d'oscillation 16 microfarads, inductance 0,034 henry.

Courbe supérieure : tension aux bornes de l'arc (échelle 0mm,17 par volt) ; courbe intermédiaire : intensité de courant dans l'arc (1 millimètre par ampère) ; courbe inférieure : intensité du courant du condensateur (2mm,7 par ampère).

emmagasinées, il existe une différence entre $\frac{dj}{dt}$ et $\frac{dI}{dt}$ qui doit disparaître brusquement; soit $\frac{dI'}{dt}$ la valeur de $\frac{dI}{dt}$ après l'extinction ; on doit avoir au moment de l'extinction :

$$L\left(\frac{dI'}{dt} - \frac{dI}{dt}\right)_0 + l\left(\frac{dI'}{dt} - \frac{dj}{dt}\right)_0 = 0.$$

$$U_0' = E - L\left(\frac{dI'}{dt}\right)_0.$$

Ce changement de la loi de variations de U est, dans tous les cas, mis en évidence par un point anguleux sur la courbe du courant d'alimentation, comme on l'a vu plus haut ; à partir de cet instant se produit une oscillation presque du circuit source-condensateur ; mais

les conditions sont différentes suivant que le circuit d'alimentation contient ou non de la self-induction.

1° Quand le circuit d'alimentation est non inductif, il ne se produit aucune force électromotrice dans le circuit d'alimentation ; la tension entre B et D, que l'arc maintenait constante ou à peu près avant la rupture, se conforme donc, après celle-ci, simplement à la loi d'oscillation de tout l'ensemble du circuit à partir de cette discontinuité.

Naturellement, suivant la relation entre la résistance totale du circuit et la self-induction totale, l'oscillation peut être ou non apériodique ; le premier cas se présente quand le circuit d'alimentation est seulement formé de résistances ohmiques, car celles-ci sont grandes devant la self-induction *l*.

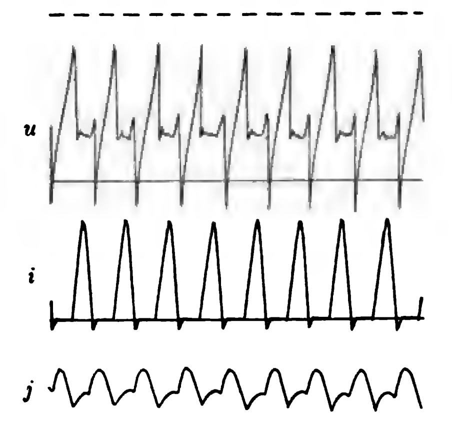


Fig. 7. — Cliché n° 34 : courbe avec circuit d'alimentation légèrement inductif (0,29 henry), arc sifflant de 0,75, source de 128 volts, débitant 1,8 ampère ; circuit oscillant : C = 16 microfarads, *l* = 0,0034 henry.

Courbe supérieure : tension aux bornes de l'arc (échelle 0mm,17 par volt) ; courbe intermédiaire : intensité de courant dans l'arc (2mm,9 par ampère) ; courbe inférieure : intensité du courant d'alimentation (10 millimètres par ampère).

Cependant la différence de potentiel U peut subir un crochet vers le bas au début de l'oscillation, comme le montre la *fig.* 7, à

cause de la dépression $l\left(\frac{dI}{dt} - \frac{dj}{dt}\right)$ qui se produit dans la self-induction l quand le courant se met à décroître, bien que le potentiel au condensateur V croisse. Il n'y a pas de surtensions aux bornes de l'arc, puisque l'oscillation de U ne peut dépasser la valeur E de la tension de la source.

2° Au contraire, si le circuit d'alimentation est lui-même inductif et s'il y a oscillation non amortie, c'est-à-dire si la condition bien connue :

$$\left[\frac{R+r}{2(L+l)}\right]^2 < \frac{1}{(L+l)c},$$

est réalisée, la tension au condensateur V et même celle aux bornes de l'arc peuvent dépasser beaucoup E.

Tout d'abord les conditions initiales de l'oscillation sont modifiées par l'effet de la self-induction L du circuit d'alimentation : la disparition brusque de la variation $\frac{di}{dt}$ (négative arithmétiquement au moment de l'extinction de l'arc) produit un accroissement brusque de la chute de potentiel inductive du circuit d'alimentation ; par suite une force contre-électromotrice instantanée $-L\left[\left(\frac{dI'}{dt}\right)_0 - \left(\frac{dI}{dt}\right)_0\right]$ apparaît pendant le temps très court que l'arc met à se rompre, tandis que la tension de la source reste constante et la tension aux bornes du condensateur ne change pas d'une manière appréciable (puisque aucun échange de courant n'a le temps de se produire) ; il en résulte que le potentiel, supposé positif à la borne commune des deux selfs, s'abaisse brusquement suivant une loi linéaire le long de chacune des deux bobines de self-induction L et l, de façon à présenter à leur point de jonction son minimum ; tandis qu'avant l'extinction, le potentiel décroissait depuis ce point jusqu'à la borne du condensateur. On conçoit d'ailleurs aisément que, quand la self-induction L est très grande, elle arrête brusquement l'accroissement du courant j, et la force électromotrice induite dans la self l s'annule ou peut même changer de signe momentanément. La *fig.* 8 et d'autres clichés non reproduits ici en donnent d'ailleurs la vérification expérimentale.

Aussitôt après, l'oscillation générale du circuit se produit et tend à relever le voltage U entre B et D bien au-dessus de la valeur E ; il remonte jusqu'à ce qu'il ait atteint la valeur suffisante pour rallumer l'arc et est limité par ce rallumage ; le méplat de la courbe de j est,

en réalité, un tronçon de courbe d'oscillation à tangente horizontale ou voisine de la direction horizontale. Tous ces détails du phénomène sont mis clairement en évidence par le cliché n° 46 (*fig.* 8).

L'oscillation périodique amortie (ou plutôt son tronçon réalisé) peut être aisément calculée en fonction des valeurs U_0, V_0, I_0 au moment de l'extinction. Il suffit de poser suivant des formules connues :

$$\alpha = \frac{R + l}{2(L + l)}, \qquad \beta = \sqrt{\frac{1}{(L + l)c} - \alpha},$$
$$V = Ae^{-\alpha t} \sin (\beta t - \varphi),$$

- - - - - - - - - - - - - - - - - - -

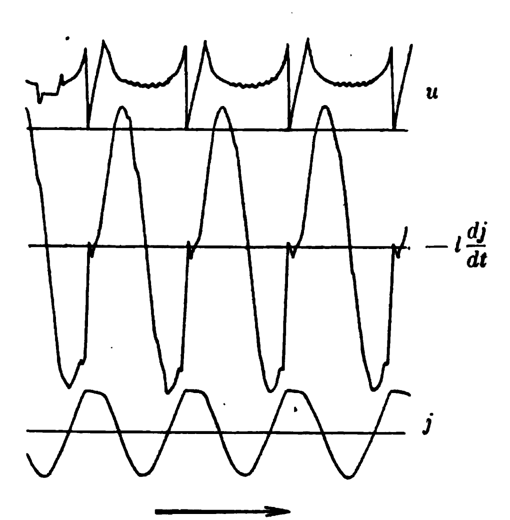


Fig. 8. — Cliché 46 : étude de la force électromotrice dans la self-induction du circuit oscillant. Arc de 1 millimètre alimenté par une source de 125 volts à l'intensité moyenne de 1,8 ampère ; self-induction et capacité du circuit oscillant 0,034 henry et 16 microfarads, self-induction d'alimentation 0,717.

Courbe supérieure : tension de l'arc (1^mm^,7 par volt) ; courbe intermédiaire : tension dans le self (0^mm^,20 par volt) ; courbe inférieure : courant du condensateur (3 millimètres par ampère).

A et φ étant deux constantes d'intégration. D'où, en négligeant la résistance :

$$I = c\frac{dV}{dt} = A\sqrt{\alpha^2 + \beta^2}\, e^{-\alpha t} \cos\left(\beta t - \varphi + \text{arc tang}\frac{\alpha}{\beta}\right),$$
$$U = Ae^{-\alpha t} \sin (\beta t - \varphi) + l\frac{dI}{dt}.$$

Le régime final étant $V = E$, $I = o$, tandis que le régime initial est $V = V_0$, $I = j_0$, A et φ sont déterminés par les deux équations de condition :

$$A \sin \varphi = E - V_0 = E - U_0 - l\left(\frac{dj}{dt}\right)_0,$$

$$\frac{\cos\left(\varphi + \operatorname{arc\,tang}\frac{\alpha}{\beta}\right)}{\sin \varphi} = \frac{j}{(E - V_0)\sqrt{\alpha^2 + \beta^2}}.$$

D'où :

$$\operatorname{tang} \varphi = \frac{\beta (E - V_0)}{-j_0 - \alpha (E - V_0)},$$

$$A = \sqrt{(E - V_0)^2 + \left[\frac{j_0 + \alpha c (E - V_0)}{\beta c}\right]^2}.$$

L'élongation maxima théorique de V s'obtiendrait en faisant $I = o$. Je n'insiste pas sur ce calcul, parce qu'il est dénué d'intérêt pratique. Son seul but est de permettre de prévoir l'influence des divers éléments du circuit sur la période β et sur la rapidité d'ascension de la courbe. Ce n'est plus qu'un cas d'application des résultats connus de la théorie des oscillations amorties.

Relation entre l'arc chantant et les décharges oscillantes à haute tension. — Quand la dépression est assez forte pour rendre négative la tension entre B et D, on constate (*fig.* 7) un petit bec dans les courbes d'intensité, dans le sens négatif, au début de chaque extinction ; le courant, qui passe à ce moment en arrière, est excessivement faible et dû à l'ionisation résiduelle, qui laisse aux gaz compris entre les électrodes une légère conductibilité, mais non pas à la production d'un arc de sens inverse, qui exige la désagrégation de la cathode. Je me suis proposé d'exagérer ce phénomène de manière que la désagrégation se produise et que la décharge soit franchement oscillante.

Dans ce but, il fallait accroître l'énergie emmagasinée dans le condensateur[1] et espacer suffisamment les décharges pour laisser à chacune le temps de se continuer oscillatoirement avant que recommence le phénomène de charge. Ces deux conditions ont été réalisées en augmentant à la fois la self-induction intercalée dans le circuit d'alimentation, qui a été portée à 7 henrys, et la tension de la

[1] Bien que celui-ci eût 16 microfarads (nécessaires pour allonger assez la période pour une bonne inscription), tant que la tension ne dépassait pas 120 volts, l'énergie emmagasinée ne dépassait pas $\frac{16}{2} \times \frac{14400}{10^6} = 0{,}1152$ joule.

source, qu'il a suffi de porter à 170 volts environ pour obtenir de bons résultats (les renversements de courant peuvent être encore plus nets avec un voltage plus élevé). En outre, pour diminuer les effets d'amortissement, qui auraient consommé l'énergie dans le circuit oscillant, on n'a employé dans celui-ci que des bobines de self-induction sans fer et de faible résistance ohmique, et d'inductance

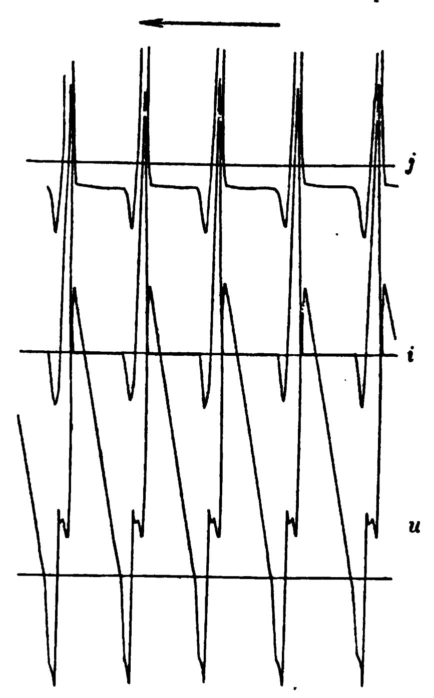


Fig. 9. — Cliché 76 : arc de 3mm,5 avec inversion du courant ; source à 170 volts, intensité moyenne 1,5 ampère dans une inductance L = 7 henrys ; circuit oscillant $l = 0{,}0017$ henry et $C = 2$ microfarads.

Courbe supérieure : intensité du condensateur (2 millimètres par ampère) ; courbe intermédiaire : intensité dans l'arc (2 millimètres par ampère) ; courbe inférieure : tension de l'arc (0mm,17 par volt).

peu considérable, pour réduire autant que possible la durée d'oscillation du circuit du condensateur. La *fig.* n° 9 donne un exemple caractéristique du résultat satisfaisant ainsi obtenu ; chaque courant de décharge donne lieu à une élongation positive brusque suivie d'une élongation négative plus faible, pendant laquelle l'arc se rallume durant un instant très court (comme l'indique un point d'inflexion situé sur la branche négative de la courbe de tension). Comme

le montrent les courbes, le phénomène est irrégulier, le courant de retour étant d'autant mieux accusé que la charge précédente a été plus prolongée et la tension plus élevée au moment de l'allumage, ce qui augmente l'énergie emmagasinée. On notera la forme presque rectiligne de la courbe de potentiel pendant la charge, sur une grande longueur; elle indique que la tension atteinte au moment de l'élongation maxima serait très considérable si le rallumage de l'arc n'arrêtait prématurément l'accroissement de la tension. Ce phénomène de décharge oscillante, obtenu pour la première fois, je crois, entre charbons homogènes, constitue un type extrême du régime de l'arc chantant, tout à fait différent de celui étudié par Duddell, et relie l'arc chantant au phénomène des oscillations de haute fréquence. Il montre d'une manière frappante l'analogie qui existe entre le charbon pur et les métaux, au point de vue des arcs qu'ils permettent de réaliser, et donne le droit d'employer le premier comme représentant à basse tension les mêmes effets.

La seule différence entre les courants oscillants obtenus de cette manière et ceux que donnent les éclateurs entre métaux, c'est que, d'une part, ils ne se produisent qu'à des fréquences assez basses (condition nécessaire pour que le phénomène garde sa discontinuité), et que, d'autre part, la résistance propre élevée de l'arc entre charbons entraîne une dissipation rapide de l'énergie qui amortit les oscillations beaucoup plus vite que dans l'arc entre métaux. C'est ce qui explique que l'oscillation s'arrête après la seconde élongation, tandis qu'en haute tension les éclateurs entre métaux donnent lieu à un nombre d'alternances beaucoup plus grand.

Arc chantant entre charbons contenant des substances minérales. — Contrairement à l'opinion admise que le phénomène de l'arc chantant n'est possible qu'entre les charbons homogènes, il a été possible de faire chanter l'arc entre charbons à mèche, grâce à l'addition d'une self-induction dans le circuit d'alimentation. On constate alors qu'il se produit bien dans le circuit d'oscillation un courant alternatif de fréquence élevée, mais que les variations de la différence de potentiel aux bornes de cet arc sont de faible amplitude et que le potentiel ne tombe pas à zéro, comme il le fait d'ordinaire avec les charbons homogènes. En outre, le courant dans l'arc ne s'annule jamais complètement, mais reste toujours légèrement au-dessus du zéro. En outre, les formes sont très instables.

On obtient un régime discontinu analogue à celui des charbons

homogènes en employant des intensités de courant très faibles, par exemple un courant de 1 ampère et au-dessous, sous 110 volts.

Les extinctions sont plus ou moins longues suivant la capacité et la self-induction mises en jeu. Quand on augmente la self-induction, les pointes de décharges sont moins aiguës, la durée de celles-ci plus considérable, et les courbes de tension présentent un palier horizontal plus allongé.

Ces faits s'interprètent facilement de la même manière que pour les charbons homogènes, en remarquant que les charbons à mèches, bien qu'ils donnent un rapport $\frac{dU}{dI} > 1$ sous les régimes ordinairement employés pour l'éclairage, réalisent néanmoins $\frac{dU}{dI} < 1$ sous les régimes très faibles employés dans les présentes expériences, parce que la caractéristique de stabilité se relève toujours assez rapidement quand le courant décroît en s'approchant de l'extinction.

Avec même composition de circuit, sauf quelques légères variations dans la résistance en série avec la source, et sensiblement même écart, l'arc peut prendre des régimes très différents et des fréquences très variées. Ce fait ne peut s'expliquer que par les conditions thermiques du phénomène, et en particulier par la mauvaise conductibilité des électrodes. Une fois que les points d'émission cathodiques se sont fixés en certains endroits des électrodes, ce qui dépend d'ailleurs des régimes antérieurs, ils prennent, sous l'influence du cycle des échauffements, une certaine loi de variation de température, qui peut se reproduire un certain temps, mais qui prend fin aussitôt que les points de jaillissement de l'arc sur l'une ou l'autre des électrodes se déplacent.

J'ai essayé aussi pour la production de l'arc chantant des charbons minéralisés dans la pâte homogène, afin de savoir si l'on constate, entre les effets des diverses substances minérales ajoutées, les mêmes différences que celles que j'ai signalées antérieurement dans l'arc à courant alternatif(1). A cet effet, j'ai mis en comparaison des charbons contenant respectivement des substances minérales difficilement ionisables (fluorures alcalino-terreux) et des substances facilement ionisables (silicates alcalins): Il a été impossible de faire chanter l'arc d'une manière stable entre les charbons au silicate de soude et d'en

(1) Cf. Mémoire présenté au Congrès international de Saint-Louis sur *l'Arc entre charbons minéralisés*, 1904.

relever des oscillographies, même avec un courant au-dessus de 1 ampère; tandis que les charbons minéralisés au spath fluor ont donné de très belles courbes d'arc chantant, présentant les mêmes caractères que les arcs chantants entre charbons purs (*fig.* 10). La minéralisation des charbons au moyen de sels alcalino-terreux ne modifie donc pas qualitativement les phénomènes obtenus entre charbons homogènes, tandis que l'addition de substances alcalines entretient dans l'arc, pendant les extinctions, une conductibilité suffisante pour faire disparaître des discontinuités de régime et modifier ainsi complètement le phénomène.

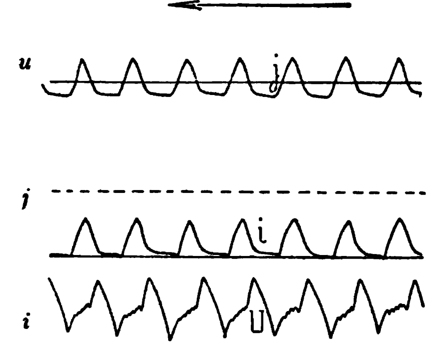


Fig. 10. — Cliché 67 : arc entre charbons à mèche, régime ordinaire. — Intensité moyenne du courant d'alimentation, I = 0,9 ampère, écart 2mm,5, L = 0,427 henry, *l* = 0,00354 henry, échelles 0mm,17 par volt, 2 millimètres par ampère.

Courbe supérieure : courant du condensateur ; courbe médiane : courant dans l'arc ; courbe inférieure : tension entre les électrodes.

Arc chantant entre cuivre et charbon. — Il n'est pas possible de réaliser l'arc chantant entre cuivre et cuivre aux basses tensions ordinaires, pour le même motif que celui qui empêche la réalisation de l'arc à courant alternatif. Comme je l'ai montré en 1901 [1], le refroidissement trop rapide des électrodes métalliques par conductibilité des tiges empêche le *rallumage par désagrégation cathodique* de se produire après chaque extinction, faute d'une température suffisante de cette cathode, sauf quand elle est maintenue suffisamment

[1] *Revue générale des Sciences*, 30 juillet 1902, p. 366. — Voir aussi sur la même question les travaux postérieurs de Granqvist, Mitkiévicz, Stark et Cassuto, Cooper-Hewitt, etc.

chaude pour cette désagrégation par le voisinage d'une électrode de charbon incandescent; il m'a paru intéressant d'essayer de même pour l'arc chantant l'emploi d'une électrode de cuivre en combinaison avec une électrode de charbon, et de comparer les effets produits par le cuivre jouant le rôle soit d'anode, soit de cathode. Les tiges de cuivre employées avaient 4 ou 10 millimètres de diamètre suivant les expériences, et on n'a pas constaté de différence suivant l'emploi de l'un ou de l'autre.

L'expérience a démontré qu'on peut réaliser ainsi, dans les deux cas, des arcs chantants, même sans ajouter de self-induction sur le circuit d'alimentation. On n'observe pas de différences sensibles entre l'emploi du cuivre comme cathode ou comme anode, tant que l'écart entre les électrodes est assez faible (par exemple de l'ordre de 1 millimètre) pour que le cuivre, quand il joue le rôle de cathode, puisse se désintégrer et s'ioniser facilement pendant les extinctions grâce à l'augmentation spontanée de la tension entre électrodes. Le chant se produit aussi facilement qu'avec des charbons homogènes, mais avec de plus fortes surtensions. Par exemple, avec 0.132 henry sur le réseau d'alimentation à 125 volts environ, et 0,0085 henry sur le circuit oscillant, le chant peut persister jusqu'à l'intensité de 9 ou 10 ampères, mais il n'est jamais très pur et varie d'une façon irrégulière en hauteur, intensité et qualité.

Quand on essaye d'allonger davantage l'arc, la différence devient plus nette entre le cas du cuivre cathodique et celui du cuivre anodique, en ce que ce dernier seul semble permettre l'emploi de longs arcs chantants; il se prête, par contre, beaucoup moins bien aux inversions de courant pendant l'oscillation, car il faut alors que l'ionisation cathodique se produise sur le cuivre, qui la facilite beaucoup moins que le charbon (par suite de la faible conductibilité du charbon).

Il peut se faire cependant que, par suite d'un transport de matière d'une électrode vers l'autre, il se dépose du charbon sur l'électrode de cuivre, et les conditions d'expérience ne sont plus nettes au point de vue du rôle de la cathode; ce qui explique sans doute pourquoi on obtient alors des inversions aussi bien avec le cuivre anode qu'avec le cuivre cathode.

Dans ces conditions, si avec le cuivre anode on augmente suffisamment la self-induction mise en circuit avec la source, comme la vapeur de cuivre, en abaissant la résistance de l'arc, diminue l'amor-

tissement des oscillations, on voit apparaître de loin en loin une oscillation à 3 ou 4 alternances, comme le montre le cliché 84 (*fig.* 11). A cette triple oscillation du courant, que nous n'avons pu obtenir sous cette tension avec du cuivre cathode, correspondent nettement trois allumages successifs de l'arc, caractérisés sur les courbes de tension par trois tronçons de courbe montrant des arrêts plus ou moins prolongés de la tension.

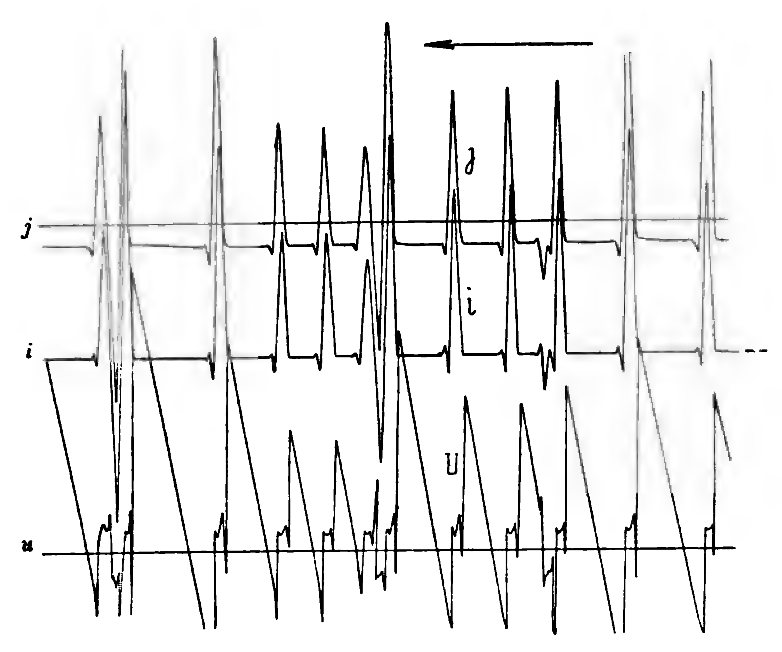


Fig. 11. — Cliché 84 : arc entre une autre anode en cuivre et une cathode en charbon homogène, L = 7 henrys, l = 0,0017, écart $0^{mm},25$. — Intensité I = 1,4 ampère.

Courbe supérieure : courant du condensateur ; courbe médiane : courant de l'arc ; courbe inférieure : tension entre les électrodes ; échelles $0^{mm},17$ par volt, 2 millimètres par ampère.

Ce phénomène, qui n'est ici qu'exceptionnel, devient au contraire le phénomène normal quand on peut, grâce à l'emploi d'une tension plus élevée, opérer entre deux électrodes de cuivre. On établit ainsi complètement le rattachement du phénomène à celui des décharges oscillantes entre éclateurs en cuivre, tels qu'on les emploie (avec une fréquence beaucoup plus grande, il est vrai) pour la production des ondes hertziennes. On voit que les oscillations ont une fréquence qui

tend à être indépendante complètement du circuit d'alimentation, grâce à la forte réactance de celui-ci, et fonction seulement du circuit oscillant, tandis que la self-induction du circuit d'alimentation règle la rapidité avec laquelle se fait la charge du condensateur, c'est-à-dire l'intervalle entre les groupes de décharges. La présence de la vapeur de cuivre, la faible tension nécessaire à l'entretien de l'*arc au cuivre*, rendent l'amortissement beaucoup plus faible qu'avec l'arc au charbon.

Il est plus difficile de faire chanter l'arc au fer qu'au cuivre, mais les phénomènes obtenus sont analogues. A 110 volts, l'arc ne chante guère qu'au moment de s'éteindre et d'une façon irrégulière ; mais, sous une tension de 160 volts et au-dessus, on obtient, avec ou sans self-induction dans le circuit d'alimentation, des chants en régime permanent avec le fer servant d'anode ; les courbes sont tout à fait du même genre que celles relatives au cuivre ; mais, à égale force électromotrice d'alimentation, la différence de potentiel aux bornes pendant l'allumage est plus élevée qu'avec le cuivre, et la tendance à l'inversion de la décharge moins prononcée ; on en rencontre cependant quelques exemples quand les arcs sont courts et la fréquence élevée, ou quand l'on emploie une plus forte tension d'alimentation.

Conclusion. — En résumé, cette étude, encore incomplète à mon gré, met principalement en évidence les points nouveaux suivants :

1° Il y a deux types différents d'arcs chantants, que les expérimentateurs ont mélangés jusqu'ici : l'un continu, l'autre discontinu. Le phénomène continu ne s'obtient, semble-t-il, qu'avec des écarts assez longs pour qu'il y ait des gaz ionisés entre les électrodes ;

2° Le phénomène discontinu est le cas le plus général, car il s'obtient avec les électrodes en charbon ou métalliques, pourvu que, dans le régime chantant lui-même, le courant se rapproche du courant limite sous lequel l'arc s'éteint (dans les conditions d'alimentation réalisées) ;

3° La fréquence d'oscillation de l'arc chantant est essentiellement variable et mal définie ; si, dans le phénomène continu, elle peut être prévue approximativement par la formule de Duddell, par contre, dans le phénomène discontinu, elle n'a plus aucun rapport avec la fréquence propre du circuit oscillant. Les phénomènes s'expliquent par les propriétés connues de l'arc électrique ;

4° La composition du circuit d'alimentation et la tension de la force

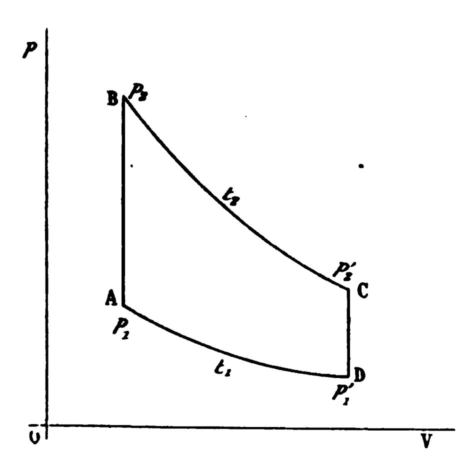
électromotrice employée jouent un rôle très important. En particulier l'addition d'une suffisante self-induction (ou plus généralement d'une suffisante impédance) dans le circuit d'alimentation permet de réaliser l'inversion du courant dans l'arc à basse tension et de laisser même se produire des oscillations prolongées, tout à fait semblables aux décharges de haute fréquence entre métaux, mais avec le plus fort amortissement.

Les constantes du circuit d'alimentation déterminent les intervalles entre les groupes d'oscillations.

CALCUL ÉLÉMENTAIRE DU RENDEMENT D'UNE MACHINE THERMIQUE RÉVERSIBLE UTILISANT DEUX THERMOSTATS ;

Par M. G. ANDRAULT.

Pour évaluer, une fois pour toutes et simplement, le rendement maximum des machines thermiques utilisant deux sources à température constante, on considère d'ordinaire une machine particulière, la machine de Carnot, dont ne se rapproche — à ma connaissance du moins — aucune machine réelle.



Or, il en est, parmi ces dernières, qui se rattachent à une machine idéale réversible dont le rendement est bien plus facilement calculable que celui de la machine de Carnot.

En effet :

Considérons une machine thermique dont le diagramme en coordonnées p, v, se compose de deux isothermes BC et AD de températures respectives t_2 et t_1 et de deux parallèles à l'axe des pressions AB et CD.

Le calcul du rendement d'une pareille machine devient extrêmement simple si l'on a fait au préalable les deux remarques suivantes :

1° *La quantité de chaleur absorbée par le gaz dans la phase* AB *est égale à celle qu'il rend dans la phase* BC. — Ces quantités de chaleur sont en effet toutes deux égales à $c\,(t_2 - t_1)$, c désignant la chaleur spécifique sous volume constant.

Il n'y a donc, dans le calcul du rendement, qu'à s'occuper des quantités de chaleur absorbées ou rendues dans les phases isothermiques.

2° *Pour une même variation de volume, une masse gazeuse qui se détend isothermiquement accomplit un travail proportionnel à sa pression initiale.* — Il est clair, en effet, que, si la pression initiale devient double, les pressions successives, pendant les diverses phases de l'opération, sont aussi doublées.

Ces remarques faites, il suffit de se rappeler que les quantités de chaleur Q_1 et Q_2 respectivement cédées et absorbées par le gaz pendant les opérations isothermiques sont équivalentes au travail extérieur pour être autorisé à écrire :

$$\frac{Q_1}{Q_2} = \frac{p_1}{p_2} = \frac{273 + t_1}{273 + t_2},$$

et par suite :

$$\text{Rendement} = 1 - \frac{Q_1}{Q_2} = \frac{t_2 - t_1}{273 + t_2}.$$

La simplicité du calcul et l'existence réelle de machines dont le diagramme est voisin du précédent montrent que la considération d'une machine idéale *réversible*, dont le diagramme serait exactement celui-là, sera souvent plus avantageuse que celle d'une machine de Carnot (parfois même la seule possible : enseignement élémentaire ou pratique).

THÉORIE DE LA COUCHE CAPILLAIRE;

Par M. GERRIT BAKKER.

§ 1. *Pressions hydrostatiques dans la couche capillaire.* — Les propriétés des liquides et des gaz considérés comme des phases homogènes, aussi bien que les phénomènes capillaires, s'expliquent en admettant à l'intérieur des corps deux forces *de nature tout à fait différente :* la pression thermique et la cohésion (¹). Pour une phase homogène, la différence de ces forces est égale à la pression hydrostatique et indépendante de la direction. L'équation qui exprime ce fait analytiquement est l'équation d'état du corps.

L'existence de ces deux forces de nature tout à fait différente s'explique aisément en admettant que le rayon d'activité des forces moléculaires est très grand par rapport au diamètre de la molécule. Les expériences de Müller-Erzbach (²), qui démontrent que les forces capillaires peuvent être observées à des distances de 2.500 $\mu\mu$, et les observations de Rayleigh, Röntgen, Oberbeck, etc., sur des lames rigides minces, qui démontrent que le diamètre de la molécule est certainement inférieur à 1 $\mu\mu$, prouvent d'une manière satisfaisante l'exactitude de la supposition faite. Or, dans ce cas, le potentiel moyen des forces moléculaires, en un point d'une phase homogène, doit être proportionnel à la densité, et la fonction potentielle des forces de cohésion est donnée, comme je l'ai montré, par

$$(1) \qquad -f\frac{e^{-\frac{r}{\lambda}}}{r},$$

où f et λ sont des constantes pour une température déterminée.

L'épaisseur h de la couche capillaire est alors donnée par (³) :

$$(2) \qquad h = \frac{H}{p_1 - p},$$

H étant la constante capillaire de Laplace, p_1 la pression de la

(¹) Sans cette différence entre la nature de la force thermique et la cohésion, il n'y aurait pas de phénomènes capillaires (*Zeitschr. f. phys. Chem.*, t. XXXIII, p. 478; 1900).

(²) *Wied. Ann.*, t. LVIII, p. 736; 1896; et t. LXVII, p. 899; 1899.

(³) Gerrit Bakker, *J. de Phys.*, 4ᵉ série, t. II, p. 403.

vapeur saturée à la température considérée et p la valeur moyenne de la pression hydrostatique dans la couche capillaire *parallèlement à sa surface*. Contrairement à ce qui se passe dans une phase homogène, *en un point déterminé d'une couche capillaire, la pression hydrostatique est fonction de la direction*. J'ai démontré antérieurement cela de plusieurs manières.

En admettant pour la cohésion la fonction potentielle (1), j'ai donné pour la pression moyenne p l'interprétation géométrique suivante :

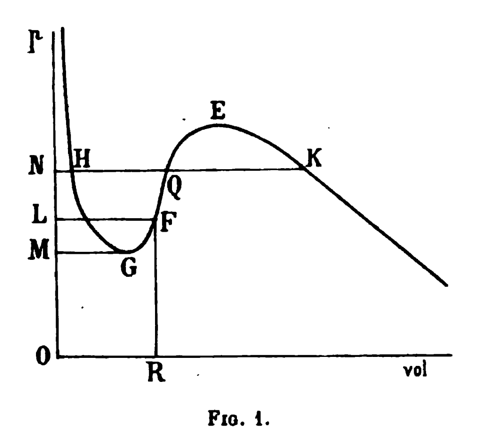


FIG. 1.

Coupons l'isotherme HGEK (*fig.* 1) par une droite NHK parallèle à l'axe des volumes dont l'ordonnée soit la pression de la vapeur saturée. En H et en K, le potentiel thermodynamique aura la même valeur μ_1, et l'on aura en vertu de la loi de Maxwell-Clausius :

$$\text{Surface HGQ} = \text{Surface QEK}.$$

Or, sur la même isotherme, il existe encore un point F pour lequel le potentiel thermodynamique a la valeur μ_1 ; en ce point on a :

$$\text{Surface NHGM} = \text{Surface LFGM},$$

et la pression correspondante RF est égale à la pression moyenne p parallèle à la surface de la couche capillaire que nous imaginons toujours entre les phases homogènes du liquide et de la vapeur.

La deuxième expression que j'ai donnée pour l'épaisseur de la

couche capillaire est :

$$h = \frac{6}{5\pi f} \frac{a^2(\rho_1 - \rho_2)^2}{H}, \tag{3}$$

f étant la constante de la fonction potentielle (1), ρ_1 et ρ_2 les densités respectives du liquide et de la vapeur, et a le coefficient de l'expression de Laplace pour la pression moléculaire. La combinaison des expressions (2) et (3) donne :

$$p_1 - p = \frac{5\pi f}{6} \left[\frac{H}{a(\rho_1 - \rho_2)}\right]^2, \tag{4}$$

p étant la pression hydrostatique moyenne de la couche capillaire parallèlement à sa surface ou la pression RF du point F de la *fig.* 1 où le potentiel thermodynamique a la même valeur que pour les phases homogènes des points H et K.

Le quotient $\frac{H}{\rho_1 - \rho_2}$ varie, comme on sait, proportionnellement à l'ascension du liquide dans un tube capillaire, et c'est un fait d'observation déjà ancien (1) que cette ascension décroît sensiblement suivant une fonction linéaire de la température, sauf au voisinage de la température critique; on a donc, α et β étant des constantes :

$$\frac{H}{\rho_1 - \rho_2} = \alpha - \beta t. \tag{5a}$$

Verschaffelt a trouvé pour l'ascension de l'acide carbonique dans un tube capillaire de $0^{mm},0441$ de diamètre :

$$\mathfrak{h} = 26{,}04 - 0{,}825t.$$

En posant $\frac{T}{T_k} = m$, on peut donc écrire

$$\mathfrak{h} = \alpha(1 - m),$$

d'où

$$\frac{H}{\rho_1 - \rho_2} = k(1 - m), \tag{5b}$$

où k est une constante. Les équations (4) et (5b) donnent

$$p_1 - p = \frac{5\pi f}{6a^2} k^2 (1 - m)^2. \tag{6}$$

(1) Voir MATHIAS, *le Point critique des corps purs*, p. 128.

Le coefficient a de la pression moléculaire de Laplace devient, dans la théorie de Van der Waals, la constante a de son équation d'état. Si donc la constante b de cette équation était connue, nous pourrions calculer a. Malheureusement b est une fonction inconnue de la température et du volume. A cause de cela, je considérai a comme une constante aussi bien que f et l'équation (6) devient :

$$(7) \qquad p_1 - p = k(1 - m)^2,$$

où k est une constante nouvelle.

A la température $T = \frac{27}{32} T_k = 0{,}844 T_k$, à laquelle, d'après l'équation de Van der Waals, l'isotherme devient tangente à l'axe des volumes, on a $\frac{p_1 - p}{p} = \frac{2}{3}$; il s'ensuit pour l'éther[1] $k = 238$. La différence entre la pression p_1 *perpendiculaire* à la surface de la couche capillaire et la pression moyenne p *parallèle* à cette surface est donc donnée, en atmosphères, par la formule

$$(8) \qquad p_1 - p = 238\,(1 - m)^2.$$

En adoptant pour la pression de la vapeur saturée p_1 la formule empirique de Van der Waals :

$$p_1 = p_k \cdot 10^{-3{,}06\frac{1-m}{m}},$$

on trouve, pour la température à laquelle $p = 0$, $m = 0{,}82$ [2].

Pour les corps qui forment avec l'éther un *groupe* [3], la constante k doit être proportionnelle à la pression critique; elle est donc facilement calculable.

§ 2. *La pression hydrostatique en « un point » de la couche capillaire.* — La pression p considérée ci-dessus est une valeur moyenne; si p_2 est la pression hydrostatique en un point de la couche capillaire parallèlement à sa surface, h étant l'épaisseur de la couche, on a :

$$p = \frac{1}{h} \int_1^2 p_2 dh.$$

---

(1) *J. de Phys.*, 4e série, t. III, p. 932; 1904.

(2) D'où $p_1' = 7^{\text{atm}},6$ d'après la formule de Van der Waals, et $p_1' = 7^{\text{atm}},7$ d'après la formule (7).

(3) Mathias, *J. de Phys.*, t. IV, p. 77; 1905.

J'ai montré antérieurement [1] que le potentiel en un point de la couche capillaire est donné par l'équation différentielle :

$$\frac{d^2V}{dh^2} = q^2V + 4\pi f\rho, \tag{8a}$$

ou, en posant $q = \frac{1}{\lambda}$:

$$\lambda^2 \frac{d^2V}{dh^2} = V + 4\pi f\lambda^2\rho, \tag{8b}$$

f et λ étant les constantes de la fonction potentielle des forces de cohésion (1).

J'ai montré que l'on avait *dans le cas de l'équilibre :*

$$V + 2a\rho = \mu_1 - \mu, \tag{9}$$

μ étant le potentiel thermodynamique au point considéré et μ_1 sa valeur pour les phases homogènes : liquide et vapeur saturée ; a est le coefficient de la pression moléculaire de Laplace. Avec la fonction potentielle (1), on a : $a = 2\pi f\lambda^2$. Des équations (8) et (9) on tire donc :

$$\lambda^2 \frac{dV^2}{dh^2} = \mu_1 - \mu. \tag{10}$$

Pour le point [2] de la couche capillaire qui correspond au point F de la *fig.* 1 où $\mu_1 = \mu$, on a donc : $\frac{d^2V}{d^2h} = o$, ce qui veut dire qu'en ce point l'intensité du champ de force passe par un maximum.

En multipliant les deux membres de (8*b*) par $2\frac{dV}{dh}$, il vient :

$$\lambda^2 \frac{d\left(\frac{dV}{dh}\right)^2}{dh} = \frac{dV^2}{dh} - 4a\rho\frac{dV}{dh}. \tag{11}$$

Or, θ étant la pression thermique, on a dans le cas de l'équilibre [3] :

$$d\theta = -\rho dV,$$

(1) *J. de Phys.*, 4e série, t. IV, p. 100 ; 1905.

(2) Au lieu d'un point, on peut aussi bien considérer un plan mené par ce point parallèlement à la surface de la couche.

(3) *J. de Phys*, 4e série, t. II, p. 354 ; 1903.

d'où, en intégrant (11) :

$$(12) \qquad \frac{\lambda^2}{4a}\left(\frac{dV}{dh}\right)^2 = p_1 - \theta + \frac{V^2}{4a}.$$

Au point F de la *fig.* 1, $\mu = \mu_1$, auquel cas la relation (9) donne $V + 2a\rho = 0$. Soit p la pression d'une phase *homogène* de même densité que celle qui correspond au point F, on aura :

$$p = \theta - a\rho^2.$$

En substituant dans l'équation (12) et s'aidant de $V = -2a\rho$, on trouve :

$$(13) \qquad \frac{\lambda^2}{4a}\left(\frac{dV}{dh}\right)^2 = p_1 - p.$$

Soient S_1 et S_3 les cohésions en un point de la couche capillaire dans les directions respectivement perpendiculaire et parallèle à sa surface, on a :

$$p_1 = \theta - S_1, \qquad p_3 = \theta - S_3.$$

$$(14) \qquad p_1 - p_3 = S_3 - S_1 = \frac{1}{4\pi f}\left(\frac{dV}{dh}\right)^2 = \frac{\lambda^2}{2a}\left(\frac{dV}{dh}\right)^2 \text{ (1)},$$

d'où, en vertu de (13), il vient :

$$(14a) \qquad p = \frac{1}{2}(p_1 + p_3).$$

Il existe donc dans la couche capillaire un point qui jouit des propriétés suivantes :

1° La valeur du potentiel thermodynamique d'une phase *homogène* de même densité que celle de ce point est égale à celui du liquide et de la vapeur saturée :

$$\mu = \mu_1.$$

2° Le potentiel des forces de cohésion en ce point dépend de la densité de la même manière que s'il s'agissait d'une phase homogène :

$$V = -2a\rho.$$

3° La différence entre les pressions hydrostatiques p_1 et p_3 est

(1) *J. de Phys.*, 3e série, t. IX, p. 400 ; 1900.

maxima :

$$p_1 - p_3 = \max.$$

4° L'intensité du champ de force est maxima :

$$\frac{d^2V}{dh^2} = 0.$$

5° La moyenne arithmétique des pressions hydrostatiques perpendiculaire et parallèle à la surface de la couche capillaire au point considéré est égale à la pression moyenne de la couche parallèle à sa surface.

Remplaçons dans (7) p par sa valeur tirée de (14a), il vient :

$$(15) \qquad p_1 - p_3 = 2k\,(1 - m)^2.$$

Pour l'éther, on trouve, par exemple :

$$p_1 - p_3 = 476\,(1 - m)^2 \quad \text{ou} \quad p_k \,.\, 10^{-3,06\frac{1-m}{m}} - p_3 = 476\,(1 - m)^2.$$

Si l'on cherche la température pour laquelle $p_3 = 0$, on trouve $m = 0,85$.

§ 3. *Épaisseur de la couche capillaire.* — Si nous portons dans la formule (2), qui donne l'épaisseur h de la couche capillaire, la valeur de $p_1 - p$ tirée de (7), nous pourrons calculer h. Ce calcul est très simple pour les températures $T = 0,82T_k$ et $T = 0,85T_k$. Pour la température $T = 0,82T_k$, le point F de la *fig.* 1 est sur l'axe des volumes et $p = 0$; la formule (2) devient donc :

$$h = \frac{H}{p_1}$$

ou

$$(16) \quad \text{Épaisseur de la couche capillaire} = \frac{\text{Constante capillaire de Laplace}}{\text{Tension de la vapeur saturée}}.$$

A la température $T = 0,85T_k$, et en vertu de (14a) :

$$p = \frac{1}{2}\,p_1$$

ou

$$h = \frac{2H}{p_1}$$

ou

(17) $\text{Épaisseur de la couche capillaire} = \frac{2 \times \text{Constante capillaire de Laplace}}{\text{Tension de la vapeur saturée}}$.

Les formules (16) et (17) donnent, aux températures $t = 110°$ et $t = 125°$ qui leur correspondent respectivement pour l'éther, $h = 8{,}5\ \mu\mu$ et $h = 10\ \mu\mu$, ce qui est en parfait accord avec les observations de Quincke, Reinold et Rücker, Vincent, etc.

Dans sa *Théorie thermodynamique de la capillarité*, Van der Waals a donné, pour la constante capillaire de Laplace et pour des températures qui ne sont pas immédiatement voisines de la température critique, la formule empirique

$$(18) \qquad H = H_0 (1 - m^B),$$

dans laquelle $\log H_0 = 1{,}761$, B étant une constante légèrement variable d'un corps à l'autre. Pour l'éther, $B = 1{,}27$; pour le benzol, $B = 1{,}23$, etc. Des formules (2), (7) et (18), on tire donc la formule générale suivante dans laquelle h_0 est une constante :

$$h = \frac{h_0}{(1 - m)^{2 - B}}.$$

D'après la théorie de Van der Waals, pour les températures immédiatement voisines de la température critique, la valeur limite de l'exposant B est $\frac{3}{2}$; de sorte que, pour ces températures, on aura avec beaucoup d'approximation :

$$(19) \qquad h = \frac{h_0}{\sqrt{1 - m}}.$$

A la température critique il s'ensuit donc : $\lim h = \infty$, ainsi que je l'ai déjà montré de plusieurs manières. Donc, bien que les hypothèses sur lesquelles repose la théorie de la capillarité de Van der Waals ne soient pas admissibles *en général*, elles sont néanmoins satisfaites au voisinage immédiat de la température critique, où H est minimum.

§ 4. *Courbes qui représentent p_1, p et p_2 en fonction de la température.* — De (7) on tire :

$$(20) \qquad p = p_1 - k (1 - m)^2.$$

Si donc dans la *fig.* 2 la courbe des pressions de la vapeur saturée est représentée par $AFRP_k$, la pression moyenne p sera représentée par la courbe $LEBP_k$ qui coupe l'axe des abscisses en un point B tel que $AB = 0{,}82T_k$, car pour cette température $p = 0$. Différentions les deux membres de (20), il viendra :

$$\frac{dp}{dm} = \frac{dp_1}{dm} + 2k(1 - m). \tag{21}$$

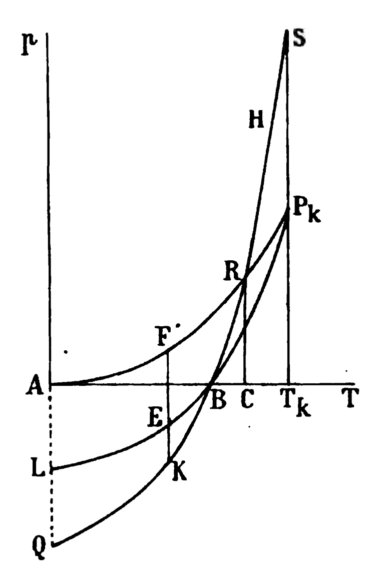


Fig. 2.

Le coefficient angulaire de la tangente en un point E de la courbe $LEBP_k$ est donc plus grand qu'au point correspondant F de la courbe $AFRP_k$; mais la différence diminue quand la température s'élève, de sorte qu'à la température critique les deux couches sont tangentes.

QKBRHS est une courbe dont les ordonnées sont doubles de celles de $LEBP_k$; elle permet de connaître p_3, car :

$$p = \frac{p_1 + p_3}{2}, \qquad \text{d'où} \qquad p_3 = 2p - p_1;$$

p_3 est, comme on l'a vu, la pression hydrostatique minima dans une direction parallèle à la surface de la couche capillaire ; elle est donnée par la différence des ordonnées de la dernière courbe et de la courbe des pressions de la vapeur saturée.

Différentions les deux membres de la relation (15), il viendra :

$$\frac{dp_3}{dm} = \frac{dp_1}{dm} + 4k(1 - m),$$

ce qui montre qu'à la température critique la tangente à la courbe $p_3 = f(t)$ est parallèle à celle de la courbe $p_1 = \varphi(t)$.

Au point d'intersection R (*fig.* 2), $p_3 = o$; ce point correspond donc à $T = 0{,}85T_k$.

Pour $T < 0{,}85T_k$, $p_3 < o$; pour $T > 0{,}85T_k$, $p_3 > o$. A la température critique, $p_3 = p_1$ et $T_kP_k = P_kS$.

§ 5. *Constante capillaire, pression moléculaire de Laplace et chaleur de vaporisation.* — Nous avons déjà vu que l'ascension capillaire d'un liquide est sensiblement une fonction linéaire et décroissante de la température (Brünner, de Vries, Verschaffelt, de Heen, Ramsay et Shields) (¹). Si une loi linéaire était la réalité, il suffirait, pour calculer la température critique, de poser :

$$\mathfrak{h} = m - nt = o. \qquad (22)$$

En réalité, la formule (22) donne ordinairement une température critique par excès, car l'ascension capillaire ne décroît suivant une loi linéaire que pour les températures qui ne sont pas trop voisines de la température critique ; d'autre part, la formule (5*b*) donne :

$$H = k(\rho_1 - \rho_2)(1 - m). \qquad (23)$$

Nous verrons que cette dernière formule *n'est pas en désaccord* avec les observations de l'ascension capillaire au voisinage de la température de Cagniard-Latour et de la température critique, bien que la formule (22) soit illusoire dans les mêmes conditions. Entre la température de Cagniard-Latour et la température critique, on ne peut plus parler d'ascension capillaire, puisqu'on ne voit plus de ménisque, mais néanmoins dans ces conditions il y a encore une tension capillaire (²), puisque j'ai démontré que *les cohésions dans les directions perpendiculaires et parallèles à la surface de la courbe de transition ne sont pas égales* (³).

(¹) Voir Mathias, *le Point critique des corps purs*, p. 128.

(²) *J. de Phys.*, 4ᵉ série, t. IV, p. 99 ; 1905.

(³) *Comptes Rendus des séances de l'Académie Royale d'Amsterdam*, p. 319 et 320 ; 25 nov. 1899.

Tandis que l'*observation* donne pour les températures qui ne sont pas immédiatement voisines de la température critique la relation $\frac{H}{\rho_1 - \rho_2} = k(1 - m)$, la *théorie* donne cette même relation au voisinage immédiat de la température critique.

Pour le démontrer, considérons toujours la couche capillaire comme une couche de transition entre le liquide et la vapeur saturée et remarquons qu'au voisinage de la température critique la densité ρ varie très lentement dans la courbe capillaire; or le potentiel des forces de volume en un point de la couche capillaire étant donné par [1] :

$$V = -2a\rho + \frac{2C_2}{1 \,.\, 2}\frac{d^2\rho}{dh^2} - \frac{2C_1}{1 \,.\, 2 \,.\, 3 \,.\, 4}\frac{d^4\rho}{dh^4} + \ldots,$$

on aura, au voisinage immédiat de la température critique, $V = -2a\rho$. L'expression que j'ai donnée pour la constante capillaire de Laplace :

$$H = \frac{1}{4\pi f}\int_1^2 \left(\frac{dV}{dh}\right)^2 dh,$$

devient alors

$$(24) \qquad H = \frac{a^2}{\pi f}\int_1^2 \left(\frac{d\rho}{dh}\right)^2 dh.$$

Cette expression limite nous donnera la constante capillaire au voisinage immédiat de la température critique, où elle est voisine de zéro. Or, c'est au moyen de cette formule que Van der Waals a obtenu la relation suivante où A est une constante :

$$H = A(1 - m)^{\frac{3}{2}}.$$

Van der Waals a ensuite trouvé $\rho_1 - \rho_2 = 2\beta\sqrt{1 - m}$, où β est encore une constante.

La relation limite entre H, $\rho_1 - \rho_2$ et m, au voisinage de la température critique, est donc :

$$\frac{H}{\rho_1 - \rho_2} = \frac{A(1 - m)^{\frac{3}{2}}}{2\beta(1 - m)^{\frac{1}{2}}} = k(1 - m),$$

ce qui est la formule $(5b)_b$ ou la formule (23).

---

[1] Lord Rayleigh, Van der Waals.

Pour toutes les températures, on a donc très vraisemblablement : $H = k(\rho_1 - \rho_2)(1 - m)$.

Dans ses « Remarques sur le Théorème des états correspondants » (1), Mathias donne pour les densités ρ_1 et ρ_2 du liquide et de la vapeur saturée les formules :

$$\rho_1 = B\left(m - 0{,}569 + 1{,}655\sqrt{1 - m}\right),$$
$$\rho_2 = A\left(1 - m - 1{,}124\sqrt{1 - m + 0{,}579^2}\right),$$

dans lesquelles A et B sont des constantes. On en déduit :

$$\rho_1 - \rho_2 = \alpha m + \beta\sqrt{1 - m} - \gamma,$$

où α, β, γ sont des constantes. Or, pour la température critique, $\rho_1 = \rho_2$, d'où $\alpha = \gamma$. On peut donc écrire :

$$\rho_1 - \rho_2 = \alpha\left\{(m - 1) + \beta\sqrt{1 - m}\right\};$$

d'où, en portant dans (23), il vient :

$$(25) \qquad H = k(1 - m)^{\frac{3}{2}}\left(\beta - \sqrt{1 - m}\right).$$

Au voisinage immédiat de la température critique, $\sqrt{1 - m}$ peut être négligé devant β ; d'où

$$H = k(1 - m)^{\frac{3}{2}}.$$

Pour l'éther, la formule (25) prend la forme :

$$H = 145(1 - m)^{\frac{3}{2}} - 119(1 - m)^2.$$

Comparée à l'expérience, elle donne :

$t =$ . . .	20°	150°	190°
H (cal.) = . . .	16,49	3,12	0,15
H (obs.) = . . .	16,49	2,98	0,16

Si l'on veut exprimer la constante capillaire en fonction de ρ_1 et ρ_2, on peut, en vertu de la loi de Cailletet et Mathias, remplacer $\rho_1 + \rho_2$

(1) E. Mathias, *Annales de Toulouse*, t. V, et *J. de Phys.*

par $\alpha (1 - m) + 2\rho_k$; d'où

$$H = (\rho_1 - \rho_2)(\rho_1 + \rho_2 - 2\rho_k). \tag{26}$$

Pour plusieurs corps, la densité du liquide aux températures où la densité de vapeur peut être négligée (par exemple à la température de fusion) est sensiblement donnée par $\rho_0 = 3\rho_k$ (1). Soit H_0 la valeur correspondante de H ; la formule (26) donne :

$$H_0 = 3k\rho_k^2,$$

d'où

$$\frac{H}{H_0} = \frac{\rho_1^2 - \rho_2^2}{\rho_k^2} - \frac{2}{3}\frac{\rho_1 - \rho_2}{\rho_k}, \tag{27a}$$

ou encore, en posant avec Van der Waals :

$$n_1 = \frac{\rho_1}{\rho_k}, \qquad n_2 = \frac{\rho_2}{\rho_k},$$

$$\frac{H}{H_0} = \frac{n_1^2 - n_2^2}{3} - 2\frac{n_1 - n_2}{3}, \tag{27b}$$

ou encore, en introduisant le coefficient a de la pression moléculaire de Laplace :

$$\frac{H}{H_0} = \frac{a(\rho_1^2 - \rho_2^2)}{3a\rho_k^2} - \frac{2a(\rho_1 - \rho_2)}{3a\rho_k}. \tag{27c}$$

Or, $a(\rho_1^2 - \rho_2^2)$ n'est autre que la pression moléculaire K d'un liquide en contact avec sa vapeur saturée, c'est-à-dire la force par unité de surface avec laquelle la couche capillaire est attirée vers le liquide par les forces de cohésion (2).

D'autre part, lorsque l'on considère a et b comme des constantes (3), la théorie de Van der Waals donne pour la chaleur de vaporisation interne la relation : $r_i = a(\rho_1 - \rho_2)$ (4).

L'équation (27c) s'écrit donc :

$$\frac{H}{H_0} = \frac{1}{3}\frac{K}{a\rho_k^2} - \frac{2}{3}\frac{r_i}{a\rho_k}. \tag{27d}$$

---

(1) Voir Mathias, *le Point critique des corps purs*, p. 10.

(2) *J. de Phys.*, 3e série, t. VIII, p. 548 ; 1899.

(3) Comme nous le verrons, le covolume b peut être ici considéré comme une fonction du volume.

(4) G. Bakker, *Inaugural Diss.*, 1888.

La théorie de Van der Waals conduit ainsi à une relation linéaire entre la constante capillaire, la pression moléculaire de Laplace et la chaleur de vaporisation interne.

En introduisant la relation $a = 3p_k v_k^2$ et en posant $R = \frac{p_k v_k}{T_k}$, il vient :

$$\rho \frac{H}{H_0} = \frac{K}{p_k} - \frac{r_i}{2RT_k}. \qquad (27e)$$

Quand on considère le covolume b comme fonction du volume, les formules précédentes relatives à K et à r_i existent encore, et la relation (27c) est toujours vraie.

Supposons maintenant que b est une constante ; alors on a :

$$p_1 = \frac{RT}{v_1 - b} - \frac{a}{v_1^2} = \frac{RT}{v_2 - b} - \frac{a}{v_2^2},$$

d'où

$$p_1(v_2 - v_1) = a(\rho_1 - \rho_2) + ab(\rho_2^2 - \rho_1^2)$$

et

$$bK = r_i - p_1 u \qquad (u = v_2 - v_1).$$

En substituant dans les équations précédentes, il vient, toutes réductions faites,

$$\rho \frac{H}{H_0} = \frac{r_i - 3p_1 u}{RT_k}. \qquad (27e)$$

En introduisant la chaleur de vaporisation $r = r_i + p_1 u$, il vient :

$$\rho \frac{H}{H_0} = \frac{r - 4p_1 u}{RT_k}. \qquad (28)$$

Pour les corps qui ne jouissent pas de la propriété, $\rho_0 = 3\rho_k$, le coefficient ρ doit être remplacé par un autre ; mais la théorie de Van der Waals (où a et b sont constants) montre que *la constante capillaire* H *varie proportionnellement à la différence entre l'énergie de la chaleur de vaporisation et le quadruple du travail extérieur.*

β étant une constante, on peut écrire :

$$\frac{H}{4p_1 u} = \beta\left(\frac{r}{4p_1 u} - 1\right) = \beta\left(\frac{1}{4}\frac{T}{p}\frac{dp}{dT} - 1\right).$$

A la température critique, H et $p_1 u$ sont nuls, mais

$$\lim \frac{dH}{dT} = 0 \qquad \text{et} \qquad \lim \frac{du}{dT} = -\infty\,;$$

donc, en vertu du théorème de L'Hopital,

$$\lim \left(\frac{1}{4}\frac{T}{p}\frac{dp}{dT} - 1\right) = 0, \qquad \lim \frac{T}{p}\frac{dp}{dT} = 4,$$

relation connue dans la théorie de Van der Waals pour la température critique.

On sait que l'expérience donne au contraire $\lim \left(\frac{T}{p}\frac{dp}{dT}\right)_k = 7$ environ, et qu'on satisfait à cette relation en adoptant l'équation d'état :

$$p_1 = Tf(v) - \frac{a_k}{Tv^2},$$

dans laquelle le coefficient $\frac{a_k}{T}$ a été proposé par Clausius. On trouve de cette manière :

$$3\frac{a_k}{H_0} \cdot \frac{H}{T} = \frac{K}{\rho_k^2} - \frac{r_l}{\rho_k},$$

c'est-à-dire que l'on a une relation linéaire entre $\frac{H}{T}$ K et r_l.

§ 6. *L'épaisseur de la couche capillaire en fonction de la température.* — La formule (2) permet d'exprimer l'épaisseur h de la couche capillaire en fonction de la température, car H et $p_1 - p$ sont donnés en fonction de la température respectivement par les formules (25) et (7), où les constantes k ont des valeurs différentes. On obtient ainsi, α et β étant des constantes :

$$h = \frac{\beta}{\sqrt{1-m}} - \alpha, \qquad m = \frac{T}{T_k} = \text{température réduite.}$$

Prenons un exemple ; pour l'éther on a :

$$p_1 - p = 238 \,.\, 1{,}333 \,.\, 10^6 (1-m)^2 \text{ en dynes,}$$
$$H = 145(1-m)^{\frac{3}{2}} - 119(1-m)^2\,;$$

d'où :

$$h = \frac{6}{\sqrt{1-m}} - 5 \text{ en } \mu\mu. \tag{29}$$

Le calcul donne

$m = \ldots\ldots$	$\frac{1}{2}$	$\frac{3}{4}$	$\frac{24}{25}$	0,99	0,9999
h en $\mu\mu = \ldots$	3,5	7	25	55	595

Immédiatement au-dessous de la température critique, l'épaisseur de la couche capillaire, d'après la formule précédente, est de l'ordre d'une longueur d'onde lumineuse, c'est-à-dire mesurable.

La formule (29) permet de construire la courbe qui représente h en fonction de la température.

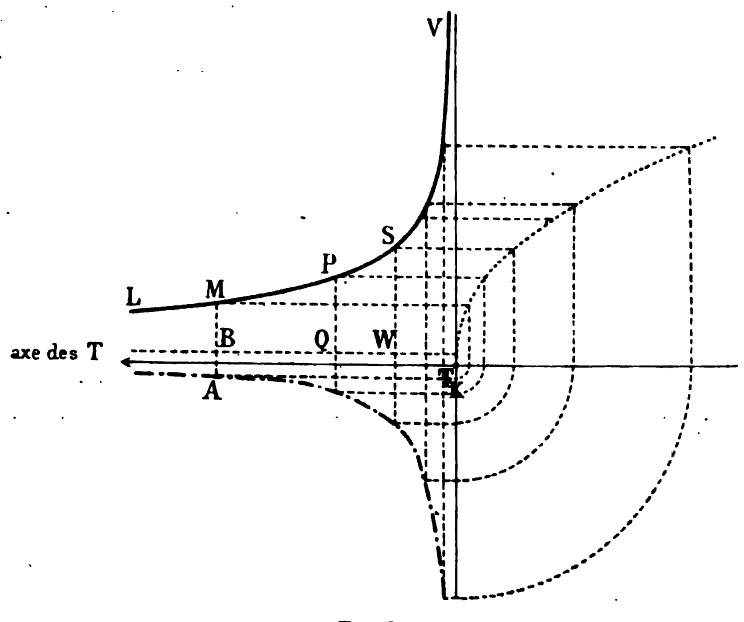


Fig. 3.

Pour l'éther, elle prend la forme :

$$h = \frac{130}{\sqrt{T_k - T}} - 5 \text{ en } \mu\mu.$$

Posons $T_k - T = x$ et construisons l'hyperbole

$$z = \frac{100}{x}; \qquad \text{on aura} \qquad h = 13\sqrt{z} - 5.$$

Construisons la parabole $Y = 13\sqrt{Z}$; il n'y aura plus qu'à diminuer Y de 5.

Dans la *fig.* 3, le point A correspond à 16° au-dessous de la température critique ; AB représente 5 $\mu\mu$ et, à 8° au-dessous de la température critique, PQ représente *h*.

La courbe LMPSV est la courbe qui, avec BQW comme axe des abscisses, représente (qualitativement) la variation de l'épaisseur de la couche capillaire avec la température ; on voit que la courbe est asymptotique à l'axe des ordonnées au point critique.

PHILOSOPHICAL MAGAZINE;

T. IX et X, année 1905 (*suite*).

O.-W. RICHARDSON. — The Structure of Ions formed in Gases at High Pressures (La structure des ions formés dans les gaz à haute pression). — P. 177-180. — The Rate of Recombination of Ions in Gases (La vitesse de recombinaison des ions dans les gaz). — P. 242-253.

M. Langevin a remarqué que, pour expliquer la lenteur de la diffusion des ions dans les gaz, on est conduit à assigner aux ions positifs et négatifs des diamètres égaux respectivement au triple et au double de celui d'une molécule qui n'est pas chargée.

On peut admettre que les ions négatifs qui, aux pressions élevées, ont une vitesse de 504 centimètres par seconde pour un champ de 1 unité électrostatique par centimètre à la pression atmosphérique, se dissocient si la pression se réduit.

Ils donnent naissance à 2 molécules ordinaires de gaz, et à un ion négatif plus petit, qui aurait une vitesse de 670 centimètres par seconde pour le même champ 1 s'il existait à la pression ordinaire. De la sorte, on rend compte de ce fait qu'à une pression inférieure à la pression ordinaire on obtient, pour la vitesse de diffusion, des nombres plus grands que ceux que donnerait la proportionnalité à la pression. Les nombres que donne l'expérience pour la vitesse moyenne de diffusion cadrent bien avec les nombres que donne le calcul fondé sur l'hypothèse qu'aux basses pressions on a toujours un mélange de gros ions négatifs et d'ions dissociés en molécules neutres et ions plus petits.

Le même auteur essaie d'expliquer la variation de la vitesse de recombinaison des ions avec la pression. Il admet que la recombinaison des ions n'a lieu qu'après que l'énergie cinétique des ions a été déjà réduite par plusieurs collisions avec les molécules neutres, et lorsque les deux ions se trouvent alors tout près l'un de l'autre.

Pratiquement, tout ion qui a eu des collisions avec 4 molécules se fixe : un grand nombre de ceux qui ont eu trois collisions, et un sixième de ceux qui ont eu seulement deux collisions, se recombinent. Les termes correspondant aux collisions plus rares diminuent d'importance aux basses pressions.

La grandeur obtenue en divisant le coefficient de recombinaison par la somme des vitesses des deux espèces d'ions, si on l'exprime en fonction de la pression, ne dépend, dans le cas des différents gaz, que d'un paramètre unique, qui est le libre parcours moyen d'un ion dans le gaz en question à une même pression définie.

Un ion dans l'anhydride carbonique à haute pression contient probablement le même nombre de molécules de gaz qu'un ion dans l'air.

DOUGLAS RODGE. — The Properties of Radium in Minute Quantities (Les propriétés du radium en très petites quantités). — P. 188.

Conclut dans le même sens que M. Eve (ce vol., p. 68).

ALFRED-A. ROBB. — Conduction of Electricity through Gases between Plates (Passage par conduction d'électricité à travers les gaz entre des plateaux). — P. 237-242.

Discussion des conditions auxquelles l'équation différentielle du second ordre qui relie le champ électrique à la distance à l'un des plateaux (en tenant compte de la diffusion et de la recombinaison des ions) pourrait s'intégrer.

E. RUTHERFORD. — Slow Transformation Products of Radium (Produits de lente transformation du radium). — P. 290-306.

L'auteur a précédemment montré que les dépôts actifs dus à l'émanation du radium contiennent deux substances distinctes : radium D et radium E, celui-ci provenant de la transformation du précédent. Le radium D ne donne que des rayons β, tandis que le radium E

n'émet que des rayons α; le premier perd la moitié de son activité en 40 ans, le second en 1 an. Il a découvert un nouveau produit, le radium F.

Le dépôt dû à l'action de l'émanation, après qu'on a supprimé l'émanation, diminue vite d'activité. Au bout de 24 heures, les radiums A, B et C, déposés sur le plateau, ont été complètement transformés. Il ne reste qu'une petite activité résiduelle, mais qui est de l'ordre du millionième de celle qu'on obtenait immédiatement après avoir soustrait le dépôt à l'influence de l'émanation.

L'activité en rayons α augmente progressivement pendant plusieurs mois. L'émission de rayons β augmente aussi, mais atteint son maximum après 40 jours. Il y a un premier produit qui n'émet pas de rayons, le radium D; il y en a un second, provenant du premier, et qui émet les rayons β, c'est le radium E; ce qui est nouveau, c'est qu'on a pu montrer, par une étude poursuivie plus longtemps, que l'émission des rayons α est due à un corps différent du radium E et provenant du radium E : c'est le radium F. Le radium D se détruit de moitié en 40 ans : il est soluble dans les acides forts, ne se dépose pas sur le bismuth, est volatil au-dessous de 1.000° C.

Le radium E émet des rayons β et peut-être γ, perd la moitié de son activité en 6 jours, n'est pas volatil à 1.000°, est soluble dans les acides, ne se dépose pas sur le bismuth.

Le radium F émet des rayons α, est à moitié transformé en 143 jours, est volatil à 1.000°, se dépose sur le bismuth, est soluble dans les acides.

Le radiotellurium de Marckwald, étudié aussi par Schweidler et Meyer, présente la même durée de transformation. Le polonium donne des résultats plus complexes, ce qui prouve qu'il y a des corps radioactifs différents. L'auteur pense qu'on peut identifier le radium F avec le radiotellurium et admettre que ce corps existe dans le polonium, où il serait la source d'émission de rayons α. Le polonium contiendrait en outre du radium D. De même, le radium D paraît être le constituant essentiel du radioplomb qu'Hoffmann a extrait de la pechblende. Il semblerait ainsi possible que le terme ultime de la transformation du radium fût le plomb.

W.-H. BRAGG et R. KLEEMAN. — On the α Particles of Radium and their Loss of Range in passing through various Atoms and Molecules (Sur les particules α du radium, et leur perte de « portée » en passant à travers divers atomes et molécules). — P. 318-340.

W.-H. BRAGG. — On the α Particles of Radium (Sur les particules α du radium). P. 600-603.

Suite du travail précédemment signalé (1). On a étudié l'ionisation due aux particules α données par le radium et ses dérivés, en plaçant une chambre d'ionisation à des distances variables du radium qui produit l'émission.

On a établi que les particules α dues au radium lui-même ont perdu tout pouvoir d'ionisation après la traversée de $3^{cm},50$ d'air; que les particules émises par le radium C atteignent $7^{m},06$ et celles qu'émettent respectivement l'émanation et le radium A atteignent les distances de $4^{cm},23$ et $4^{cm},83$: ces distances peuvent être regardées comme mesurant la *portée* des particules. Si on compare les *pouvoirs d'arrêt* d'atomes et de molécules diverses, on constate que les pouvoirs d'arrêt sont proportionnels, pour les corps simples, aux racines carrées des poids atomiques; pour les molécules, il faut prendre la somme des racines carrées des poids des atomes.

Mettons, par exemple, sur le trajet des particules α une feuille mince d'argent; la perte de portée a été de $33^{mm},5$. Si on prend pour densité de l'air 0,0012, on peut dire qu'une couche d'argent dans laquelle le produit de l'épaisseur par la densité est 0,00967 est équivalente à une couche d'air pour laquelle le même produit est égal à 0,00402. Le rapport de ces nombres est 2,41. A poids égal, une couche d'argent produit un effet qui est égal à celui d'une couche d'air multiplié par $\frac{1}{2,41}$. A nombre égal d'atomes, l'argent produit un effet qui est celui de l'air multiplié par $\frac{108}{14,4} \times \frac{1}{2,41}$, soit 3,11. C'est ce nombre que Braggs appelle le pouvoir d'arrêt (*stopping power*) de l'*atome d'argent* rapporté à l'*atome d'air* comme étalon. L'atome d'air serait un atome conventionnel, de poids atomique 14,4, correspondant à un poids moléculaire 28,8 et à une racine carrée atomique de 3,79.

Cela posé, on a essayé des feuilles de divers métaux, puis divers gaz.

(1) *J. de Phys.*, 4e série, t. IV, p. 211; 1905.

Le pouvoir d'arrêt d'un atome d'un corps solide ou gazeux est proportionnel à la racine carrée du poids atomique.

Dans le cas d'un gaz composé, il faut prendre pour pouvoir d'arrêt de la molécule la somme des pouvoirs d'arrêt des atomes. Pour le bromure de méthyle, par exemple, CH^3Br, on devra écrire :

$$\sqrt{12} + 3\sqrt{1} + \sqrt{80} = 3{,}46 + 3{,}00 + 8{,}95 = 15{,}41.$$

Et on aura à comparer ce nombre à celui que donnerait la molécule d'azote ou d'oxygène. La loi se vérifie encore.

Elle se vérifie en particulier pour chacun des types de particules α qui ont, séparément, des portées différentes, suivant le sous-produit du radium qui les émet.

Braggs attribuait cette régularité à ce que la vitesse initiale de chaque particule α émise par un produit donné est bien définie, et il pensait que l'énergie cinétique initiale de la particule était tombée à zéro au moment où cesse l'ionisation. La découverte de Rutherford, suivant laquelle l'énergie cinétique de la particule ionisante n'est réduite que de moitié environ au moment où elle perd tout pouvoir ionisant, modifie son opinion sur ce point. Les expériences de Braggs, rapprochées de celles de Rutherford, tendent à prouver que la fraction à laquelle est tombée l'énergie cinétique initiale au moment où le pouvoir ionisant cesse est la même, quels que soient les atomes ou les molécules qui aient exercé, à l'égard de la particule α, leur pouvoir d'arrêt.

F. GODLEWSKI. — On the Absorption of the β and γ Rays of Actinium (Absorption des rayons β et γ de l'actinium). — P. 375-380.

Les rayons β émis par les corps radioactifs sont en général hétérogènes. Aussi n'y a-t-il pas un coefficient d'absorption constant : le coefficient d'absorption va en diminuant quand on fait croître l'épaisseur traversée, les rayons les moins pénétrants étant les premiers arrêtés.

Avec l'actinium, au contraire, les rayons β sont homogènes. Leur absorption est régie par une loi exponentielle.

Voici les épaisseurs de métal (en centièmes de millimètre) qui absorbent la moitié des rayons. En regard, on donne le coefficient d'absorption λ de la formule : $I = I_0{}^{-\lambda l}$, λ étant rapporté à l'in-

verse de 1 centimètre. On donne, dans les colonnes suivantes, le rapport de λ à la densité d du métal absorbant, et les valeurs du même rapport pour les rayons β de l'uranium et du radium.

Corps absorbant	Actinium			Uranium	Radium
	Epaisseur du métal qui réduit à moitié	λ	$\frac{\lambda}{d}$	$\frac{\lambda}{d}$	$\frac{\lambda}{d}$
Aluminium...	21,2 (cent. de mm.)	32,7	12,9	5,4	4,30
Mica.........	21,0	33,0	12,0	5,1	3,94
Laiton.......	6,5	108	13,1		
Cuivre.......	6,3	139	13,9	7,0	5,50
Étain........	4,5	154	15,7		
Plomb.......	4,25	163	14,1	10,8	5,48

On a expérimenté ensuite sur les rayons γ de l'actinium. L'ionisation due aux rayons γ est le $\frac{1}{300}$ de celle qui est due aux rayons β. Le pouvoir pénétrant des rayons γ de l'actinium est beaucoup plus petit $\left(\frac{1}{10}\text{ seulement}\right)$ que celui des rayons γ du radium.

Voici un tableau analogue au précédent, pour les rayons γ :

Corps absorbant	Actinium			Radium Rayons moins pénétrants	Radium Rayons plus pénétrants
	Épaisseur du métal qui réduit de moitié	λ	$\frac{\lambda}{d}$	$\frac{\lambda}{d}$	$\frac{\lambda}{d}$
Fer.....	5^{mm},70	1,23	0,16		
Zinc....	5^{mm},60	1,24	0,17	0,039	0,033
Plomb..	1^{mm},92	4,54	0,40	0,056	0,037

Le rapport $\frac{\lambda}{d}$ est à peu près constant pour les rayons β. Il ne l'est pas du tout pour les rayons γ ; c'est le contraire qui avait lieu pour les rayons très pénétrants émis par le radium.

R.-W. WOOD. — The Scintillations produced by Radium (Les scintillations produites par le radium). — P. 427-430.

On a photographié de la poudre de sulfure de zinc soumise à l'action du radium, puis la même poudre préalablement illuminée par la lumière ordinaire. Dans le premier cas, on trouve que l'éclairement est localisé sur un nombre beaucoup moins grand de points : beaucoup moins de cristaux sont lumineux.

On a mesuré la durée des étincelles produites par le radium : elle est de l'ordre de $\frac{1}{15.000}$ à $\frac{1}{20.000}$ de seconde. La durée de l'illumination due au clivage de petits cristaux de sulfure de zinc est beaucoup plus grande, ce qui empêche d'attribuer, comme l'avait fait M. Becquerel, les étincelles du spinthariscope à un effet de clivage. M. Wood croit que ce qui donne lieu aux étincelles, ce sont des modifications chimiques instantanées dues aux impuretés que renferment les cristaux, lorsqu'elles sont frappées par les particules α.

J.-M.-W. SLATER. — On the Emission of Negative Electricity by Radium and Thorium Emanations (Sur l'émission d'électricité négative par les émanations du radium et du thorium). — P. 460.

J.-J. Thomson a fait voir que, outre les rayons β, certaines substances émettent des particules négatives de très faible pouvoir pénétrant, analogues aux rayons cathodiques. M. Slater montre que c'est le cas pour les émanations du radium et du thorium. A la pression ordinaire, ces rayons cathodiques très peu pénétrants sont absorbés par l'air : il est probable que la quantité d'électricité négative émise ainsi est beaucoup plus grande que la quantité d'électricité positive émise sous forme de rayons α. Le résidu de l'émanation, après cette émission négative, est chargé d'électricité positive, et vient se réunir sous forme d'activité excitée sur les corps exposés à l'émanation, surtout lorsque ces corps sont chargés négativement. On s'expliquerait ainsi le rôle de l'électrisation négative dans la production de l'activité excitée.

Cette émission spéciale par l'émanation a été mise en évidence à l'aide d'un électroscope à feuilles d'or suspendu dans un ballon à vide par un manchon isolant en quartz : on peut, à l'aide d'un fil qui traverse la paroi, charger ou décharger de l'extérieur. Le ballon est en communication avec un tube de verre à plusieurs branches, où l'on a également fait le vide. Dans une branche est de la poudre de charbon qu'on peut plonger dans l'air liquide pour lui faire absorber les dernières traces du gaz restant dans l'appareil. Dans une autre, du bromure de radium.

Afin d'éliminer l'influence de l'activité induite sur les parois, et celle du sel lui-même, on a eu soin de placer le sel de radium dans une toute petite ampoule, qui se remplit peu à peu d'émanation. A

un moment donné, on attire avec un électro-aimant un morceau de fer préalablement enfermé dans le tube à vide, et on le laisse retomber sur la petite ampoule de manière qu'il la brise. L'émanation se répand alors dans tout le tube à vide, et décharge l'électroscope très vite, si celui-ci est chargé positivement; avec un potentiel de charge de + 200 volts, on a obtenu 44 divisions à l'heure comme diminution d'écart de la feuille, tandis qu'avec — 200 volts on avait seulement — $1^{\text{div}},9$.

L'effet diminue avec le temps, avec la vitesse de décroissement caractéristique de l'émanation du radium. L'émanation du thorium a donné des résultats analogues.

Rev. P.-I. KIRKBY. — The Union of Hydrogen with Oxygen at Low Pressures caused by the Heating of Platinum (L'union de l'hydrogène et de l'oxygène à basse pression, due à l'échauffement du platine). — P. 467-476.

On a étudié des mélanges des deux gaz pris en proportion, en volumes, de 2 pour 1, dans un tube où passe un fil de platine que l'on peut faire parcourir par un courant. Le tube contient de l'anhydride phosphorique destiné à absorber la vapeur d'eau formée.

La combinaison n'a lieu qu'au-dessus d'une certaine température, qui est d'environ 275°, et qui est indépendante de la pression, quand celle-ci varie entre 40 millimètres et 2 millimètres.

Avec du platine impur, le résultat général est le même; mais la température où commence la combinaison s'abaisse un peu.

Au-dessus de la température nécessaire, la rapidité de la combinaisón augmente.

La réaction entre les gaz est probablement due à l'action des corpuscules émis par le platine chauffé.

Harold-A. WILSON. — The Electrical Conductivity of Flame (La conductibilité électrique des flammes). — P. 476-485.

Un brûleur Bunsen à plusieurs trous disposés sur une ligne horizontale permet de prendre, entre fils de platine, la différence de potentiel entre deux points d'une flamme homogène jusqu'à 18 centimètres de distance.

A l'aide d'électrodes parasites, on étudie la distribution du potentiel. On constate ainsi que le champ est uniforme jusqu'au voisinage

immédiat (un peu moins de 1 centimètre) de l'électrode négative, où il y a une chute brusque. Par exemple, avec 18 centimètres de distance d'électrodes et un courant convenable, on a eu 540 volts environ entre les électrodes et 460 environ entre la cathode et une électrode parasite placée à 8 millimètres de cette cathode. Entre ce point à 8 millimètres et le voisinage de l'électrode positive, on a une variation linéaire. Les expériences, dans lesquelles on a fait varier le voltage aux bornes jusqu'à 600 volts, et la distance des électrodes, ont donné une relation entre la différence de potentiel V, le courant i et la distance d.

On peut écrire

$$V = V_1 + V_2 + Aid,$$

V_1 et V_2 étant les chutes de potentiel au voisinage des deux électrodes. On déduit de cette équation :

$$V_1 + V_2 = V - Aid = V - 0{,}03id,$$

dans les expériences de l'auteur. On reconnaît que $V_1 + V_2$ peut être représenté en fonction de i et de d par une équation parabolique :

$$i = B\sqrt{V_1 + V_2},$$

d'où

$$V = \frac{i^2}{B^2} + Aid.$$

Si l'on introduit un sel métallique dans la flamme, le résultat essentiel est qu'on diminue la résistance, en abaissant énormément la chute cathodique : il y a presque variation rectiligne d'une électrode à l'autre.

WALTER MAKOWER. — On the Method of Transmission of the Excited Activity of Radium to the Cathode (Sur la méthode de transmission de l'activité excitée du radium à la cathode). — P. 526-532.

W.-H. JACKSON. — Note on a Paper by W. Makower (Remarque sur le mémoire précédent). — P. 532-538.

Quand un corps chargé négativement est exposé à l'émanation du thorium en vase clos, la quantité d'activité induite qui se dépose sur lui dans un temps donné est indépendante de la pression du gaz

avec lequel est mélangée l'émanation, tant que la pression dépasse une certaine valeur au-dessous de cette limite ; la quantité d'activité induite déposée sur l'électrode négative diminue, d'abord lentement, puis plus vite, quand on réduit la pression.

Cela donne lieu de croire que l'activité est d'abord dénuée de charge, puisqu'elle se charge par quelque action secondaire telle qu'une collision qui en détacherait des particules négatives et lui laisserait une charge positive. Le mémoire renferme la description d'expériences par la méthode connue, destinées à suivre la variation de l'activité induite avec la pression. Elles donnent raison à l'hypothèse précédemment énoncée : expulsion de particules négatives et par suite charge positive.

Le mémoire suivant comporte une discussion théorique de cette question.

St. MACKENZIE. — The Deflexion of α Rays from Radium and Polonium (Déviation des rayons α du radium et du polonium). — P. 538-548.

La mesure de la déviation magnétique des rayons α du radium a conduit, pour le rapport $\frac{m}{e} \times v$, à la moyenne de $3{,}00 . 10^5$ unités électromagnétiques C. G. S.

La déviation dans un champ électrostatique a donné :

$$\frac{mv^2}{e} = 4{,}11 . 10^{14},$$

d'où l'on déduit :

$$v = 1{,}37 . 10^9 \text{ cm. par sec.}; \quad \text{et} \quad \frac{e}{m} = 4{,}6 . 10^3 \text{ él.-magn. C. G. S.}$$

En tenant compte de l'absorption par une lame de mica, qui intervient dans l'expérience, on trouve que la vitesse est de l'ordre de $\frac{1}{20}$ de celle de la lumière. La valeur faible de $\frac{e}{m}$ entraîne pour m une valeur élevée, de l'ordre de celle de la molécule d'hydrogène.

Pour le polonium, la déviation magnétique conduit à :

$$\frac{mv}{e} = 4{,}30 . 10^5 ;$$

si on admet que la valeur de $\frac{m}{e}$ est la même que pour le radium, on en conclurait que la vitesse moyenne est un peu plus grande que pour les particules α du radium.

J.-J. THOMSON. — On the Emission of Negative Corpuscules by the Alkali Metals (Sur l'émission de corpuscules négatifs par les métaux alcalins). — P. 584-591.

Découverte importante. Les métaux alcalins, rubidium, alliage de potassium et de sodium, maintenus dans le vide pour éviter toute oxydation, et *dans l'obscurité absolue*, déchargent un électroscope chargé positivement : ils ne déchargent pas l'électroscope chargé négativement. Dans le premier cas, la décharge cesse si l'on dévie par un aimant les corpuscules qui vont du métal à l'électroscope.

Cette propriété d'émettre des corpuscules négatifs, et par suite de prendre une charge positive, doit persister à l'état gazeux chez les métaux alcalins. On l'a vérifié ainsi. On chauffe du sodium dans une bouteille où l'on a fait un vide très parfait : la partie la plus froide de la bouteille contient deux tubes de verre où sont scellés deux fils métalliques. Ces fils peuvent être reliés aux deux pôles d'une pile de 600 volts. En chauffant le fond de la bouteille, on vaporise le sodium, qui, en l'absence de pile, se condense également sur les deux fils. Si on établit les communications électriques, il se dépose presque entièrement sur le pôle négatif. En intervertissant les pôles, on renverse l'effet.

Parmi les conséquences qu'on peut tirer de ce fait, l'auteur indique celles que pourra suggérer l'application de la seconde loi de la thermodynamique. Dans une enceinte à température constante, si deux corps sont reliés électriquement, l'un capable d'émettre beaucoup de corpuscules, l'autre en émettant peu ou point, on pourra établir de l'un à l'autre un flux de corpuscules susceptible de produire du travail mécanique. On mettrait ainsi en défaut le second principe de la thermodynamique, si cette émission n'entraînait pas quelque modification de l'atome, telle que celle qui paraît se produire sous l'action de la lumière ultra-violette; on a constaté qu'au bout d'un certain temps l'émission se ralentit, comme s'il y avait une « fatigue » du corps qui émet les corpuscules. En tous les cas, l'application du second principe à ces phénomènes peut mettre sur la voie de phénomènes nouveaux.

GLENN MOODY HOBBS. — The Relation between P. D. and Spark-Length for Small Values of the latter (Relation entre le potentiel et la distance explosive pour de petites valeurs de celle-ci). — P. 617-631.

ALFRED-A. ROBB. — Conduction of Electricity through Gases (*Suite*). — P. 664-676.

Le premier travail a été exécuté au laboratoire de Michelson, en utilisant l'interféromètre pour la mesure des distances explosives en longueurs d'onde. On fait éclater l'étincelle entre un plan et une surface sphérique, la nature du métal des électrodes ayant changé d'une expérience à l'autre.

On sait que, pour une distance observée entre des électrodes planes, la décharge se produit pour un potentiel explosif minimum (caractéristique du gaz), si la pression a une certaine valeur qui est la « pression critique ». Si la distance des électrodes ou si la pression du gaz vient à diminuer à partir de là, on trouve qu'il est nécessaire d'augmenter le potentiel pour produire la décharge. Avec une électrode sphérique, le potentiel restera égal à sa valeur minimum pour une série de valeurs de la distance des électrodes, car, si on les rapproche à partir du moment où l'on a le potentiel explosif minimum, l'étincelle éclatera entre un point de l'électrode plane et un point de l'électrode sphérique plus éloigné de cette électrode plane que le point qui en est le plus près. La conclusion est que la courbe donnant le potentiel explosif en fonction de la distance des électrodes plane et sphérique présentera *un palier* horizontal entre deux parties rectilignes, l'une passant par l'origine et montant très vite, une autre beaucoup plus inclinée sur l'horizon.

Voici quelques nombres relatifs à l'étincelle dans l'air à la pression atmosphérique entre électrodes de laiton :

Distance des électrodes en longueurs d'onde (du sodium	Potentiel explosif en volts
1,5	95
3,0	175
3,5	225
4,0	275
5,0	345
6,0	345
7,5	345
10,0	345
12,5	350
17,5	355
25,0	400
37,5	430

On peut faire varier la distance explosive de 5 longueurs d'onde jusqu'à 10, et presque jusqu'à 17,5, sans que le potentiel explosif varie. On a le même résultat général pour une valeur quelconque de la pression. Si on change la pression, la première partie de la courbe et le commencement du palier restent les mêmes; mais la dernière partie de la courbe, correspondant à une augmentation lente du potentiel explosif avec la distance, est modifiée. C'est la partie de la courbe relative à des distances explosives suffisantes qui représente l'effet du gaz.

Au contraire, la première partie de la courbe, partant du zéro, change quand on change le métal des électrodes. Elle est plus redressée vers la verticale pour le laiton que pour l'aluminium, plus pour l'argent que pour le laiton, plus pour le platine que pour l'argent. Le voltage de 350 volts, auquel commence toujours le palier de la courbe, n'est atteint pour l'aluminium qu'à une distance explosive de 5 longueurs d'onde et demie environ; pour l'argent, on arrive à moins de 4 longueurs d'onde; pour le platine, à 3 longueurs d'onde. Cette première partie de la courbe, correspondant aux très petites distances, correspond certainement à une décharge due, au moins en partie, aux ions métalliques.

Lord KELVIN. — Plan of an Atom to be capable of Storing an Electrion with Enormous Energy for Radio-activity (Plan d'un atome radioactif capable de chasser un électrion avec une énergie énorme). — P. 695-699.

On peut imaginer un atome sphérique formé de couches concentriques d'électricités vitrée et résineuse, disposées de manière qu'il y ait un excès de la première et par suite attraction d'un *électrion* d'électricité résineuse, quand celui-ci est en dehors de l'atome, — et que néanmoins la force émanée du centre de l'atome et qui agit sur cet électrion soit répulsive et prenne même une valeur considérable pour certaines valeurs de la distance de l'électrion au centre de l'atome, quand l'électrion est à l'intérieur de l'atome : la force serait attractive quand l'électrion serait tout près du centre de l'atome, passerait par une valeur nulle correspondant à un équilibre instable à une distance déterminée très petite de ce centre, deviendrait répulsive à partir de cette distance jusqu'à une autre valeur de la distance un peu inférieure au rayon de l'atome, pour devenir alors attractive jusqu'à l'infini. Le second zéro de la force corres-

pondrait à un équilibre stable. Mais on peut disposer de l'arrangement des couches d'électricités contraires dans l'atome de manière à rendre la répulsion maximum extrêmement considérable, suffisante pour expliquer une projection de l'électrion avec une grande vitesse.

B. Brunhes.

TRAVAUX NÉERLANDAIS.

J.-A. VOLLGRAFF. — Considérations sur l'induction unipolaire et les équations fondamentales de l'électromagnétisme. — *Archives Néerlandaises*, 2ᵉ série, t. IX, p. 340.

L'idée fondamentale de cet article est que la considération du parallélisme qui existe entre les grandeurs électriques et magnétiques possède encore aujourd'hui — autant et peut-être plus que la considération de certains mécanismes de dimensions moléculaires — une valeur heuristique. L'auteur se propose d'écrire à nouveau cet article, dont certains calculs sont faussés par deux équations reconnues inexactes par lui-même.

G. VAN DIJK. — Détermination de l'équivalent électrochimique de l'argent. *Archives Néerlandaises*, 2ᵉ série, t. IX, p. 442.

G. VAN DIJK. — L'influence d'un chauffage au rouge du voltamètre à argent sur la valeur de l'équivalent électrochimique. — *Archives Néerlandaises*, 2ᵉ série, t. X, p. 277.

L'auteur a entrepris, avec le concours de M. J. Kunst, dans le laboratoire de physique de l'Université de Groningue, la détermination de l'équivalent électrochimique de l'argent ; l'intensité du courant a été mesurée au moyen de la boussole des tangentes, cette méthode étant une des meilleures à appliquer dans un laboratoire tel que celui du professeur Haga, dont la construction est exempte de fer et où l'on n'est pas troublé par des courants vagabonds. La composante horizontale du magnétisme terrestre a été déterminée à l'aide de la méthode du magnétomètre absolu bifilaire de F. Kohlrausch. Pour plus de sécurité, la mesure de l'intensité du courant a été faite à l'aide de deux boussoles différentes.

Dans le circuit étaient placés deux voltamètres dont les cathodes étaient des creusets de platine de formes quelque peu différentes et dont les anodes étaient constituées par des barreaux cylindriques d'argent de diamètres égaux respectivement à 1,2 et 2 centimètres. L'intensité moyenne du courant variait de 0,30 à 0,45 ampère d'une expérience à l'autre, et chaque fois la quantité d'argent déposée était d'environ 1 gramme. Il est difficile de résumer les précautions minutieuses prises par les auteurs, soit pour faire les différentes mesures absolues que leurs recherches comportaient, soit pour étudier l'influence de la forme et de la manipulation du voltamètre sur l'équivalent électrochimique. Ils se sont notamment assurés que, de la manière dont ils ont opéré et traité les voltamètres, le dépôt cathodique d'argent n'enferme pas de petites quantités de la solution, ainsi que cela se constate dans la formation de dépôts cristallins. Ils concluent de toutes leurs déterminations que l'équivalent électrochimique vrai de l'argent est 0,011180 (C. G. S.), avec une précision qui dépasse le dix-millième.

W. EINTOVEN. — Une nouvelle méthode d'amortissement des oscillations dans les indications galvanométriques. — *Archives Néerlandaises*, 2e série, t. X, p. 137.

La méthode d'amortissement préconisée par l'auteur s'applique tout spécialement à son galvanomètre à corde ([1]) ; toutefois elle est applicable à tous les galvanomètres ou électromètres dont la résistance interne est grande et la durée d'oscillation courte. Cette méthode, très différente des solutions mécaniques ou électromagnétiques habituelles, consiste dans l'introduction d'un condensateur relié par des fils conducteurs avec les extrémités du galvanomètre qu'on se propose d'amortir. Pour le galvanomètre à corde, la méthode du condensateur s'appliquera toujours avec succès quand on aura à mesurer des courants présentant des variations de très courte durée. Si l'on prend alors comme corde un fil de quartz très court et fortement tendu, on obtiendra des effets dont l'instantanéité laissera peu à désirer.

([1]) Voir *J. de Phys.*, 4e série, t. III, p. 369 et 865; 1904.

H.-A. LORENTZ. — Le mouvement des électrons dans les métaux. *Archives Néerlandaises*, 2e série, t. X, p. 336.

M. Lorentz a analysé lui-même ce travail dans la conférence qu'il a faite devant la Société de Physique (1), le 27 avril 1905.

F.-A.-H. SCHREINEMAKERS. — Tensions de vapeur de mélanges ternaires. *Archives Néerlandaises*, t. IX, p. 279.

L'auteur étudie expérimentalement le système ternaire benzène-tétrachlorure de carbone-alcool éthylique, dont tous les mélanges restent homogènes et ne présentent pas la séparation en deux couches ; de plus, ce mélange ternaire présente des maxima de tension de vapeur dans deux des systèmes binaires, savoir: alcool éthylique-tétrachlorure de carbone et alcool éthylique-benzène, tandis que, dans le système benzène-tétrachlorure de carbone, on n'observe ni maximum ni minimum. M. Schreinemakers a déterminé les tensions de vapeur par la méthode dynamique, c'est-à-dire en mesurant les températures d'ébullition des mélanges sous diverses pressions, ce qui est moins précis que la méthode statique appliquée avec toutes les précautions nécessaires ; mais, si la précision obtenue n'est pas extrêmement grande dans chaque cas particulier, l'ensemble des phénomènes n'est modifié par là en aucune façon. L'auteur a utilisé ses mesures pour chercher l'allure des courbes de vaporisation relatives à diverses températures et diverses pressions. Rappelons que M. Schreinemakers appelle courbe de vaporisation le lieu des points qui, dans le triangle représentatif, donnent tous les liquides ayant une certaine tension de vapeur à une température déterminée.

J.-D. VAN DER WAALS. — La variation de la grandeur b de l'équation d'état considérée comme une diminution apparente de la molécule. — *Archives Néerlandaises*, 2e série, t. IX, p. 381.

Dans un précédent travail (2), l'auteur a montré que les différences importantes que l'on trouve entre les isothermes expérimentales et

(1) Voir *J. de Phys.*, 4e série, t. IV, p. 548 et suiv. ; 1905.
(2) Analysé *J. de Phys.*, 4e série, t. IV, p. 34 ; 1905.

les isothermes théoriques disparaissent en grande partie quand on admet que la grandeur b varie avec le volume. La diminution de b avec le volume peut être conçue de deux façons : on peut la considérer comme une diminution de volume *réelle* résultant de la compression due aux chocs contre les molécules voisines, ou comme une diminution *apparente* due à une pénétration mutuelle des sphères de distance. Dans le travail cité, M. Van der Waals était parti de l'idée d'une diminution réelle ; dans le mémoire actuel, il suppose, au contraire, qu'il s'agit d'une diminution apparente.

Si l'on se rappelle que b_l est la valeur limite de b pour v infiniment grand, on peut, avec l'auteur, poser comme approximation :

$$b = b_l\left(1 - \alpha\frac{b_l}{v}\right),$$

tout au moins pour les très grandes valeurs de v ; si l'on exprime qu'au point critique $\left(\frac{dp}{dv}\right)_T$ et $\left(\frac{d^2p}{dv^2}\right)_T$ sont nuls, on a, dans l'hypothèse de l'équation d'état de Van der Waals, trois équations simultanées, dont deux ne contiennent que les quantités $\frac{b_l}{v} = x$, $u = \alpha x_c^2$ et $k = \left(\frac{pv}{RT}\right)_c$. Cette dernière expression, pour un grand nombre de substances, est égale à 0,275 environ. Si on admet $u = 0,2$, les deux dernières équations donnent $k = 0,2735$, valeur presque identique à celles que donne l'expérience, et $x_c = 0,743$, d'où l'on déduit $\alpha = 0,361$, valeur très rapprochée du nombre $\frac{3}{8} = 0,375$ calculé par Boltzmann et retrouvé par J.-D. Van der Waals junior [1].

On peut également faire le calcul en supposant que a et b sont des fonctions de la température.

J.-J. VAN LAAR. — Vérifications d'une formule récente de M. Van der Waals. *Archives Néerlandaises*, 2e série, t. IX, p. 389.

L'auteur s'est proposé de vérifier sur l'hydrogène, au moyen des expériences de M. Amagat, la formule

$$(1) \qquad \frac{b - b_0}{v - b} = 1 - \left(\frac{b - b_0}{b_1 - b_0}\right)^2$$

---

[1] Voir *J. de Phys.*, 4e série, t. IV, p. 34 : 1905.

qui, pour un gaz *diatomique*, relie d'après Van der Waals[1] la valeur b_0 qui correspond au plus petit volume de v à la valeur b_l qui, à la même température, correspond à un volume infini.

La température constante envisagée est celle de la glace fondante. b est calculé, d'une part à l'aide de la relation (1), d'autre part à l'aide de l'équation d'état, mise sous la forme :

$$(2) \qquad v - b = \frac{(1 + a)(1 - b)}{p + \frac{a}{v^2}}.$$

On a pris $(1 + a)(1 - b) = 0{,}9994$ et admis après de nombreux tâtonnements : $a = 300 \times 10^{-6}$. Jusqu'à 300 atmosphères environ, les valeurs de b tirées de (1) sont nettement plus grandes que celles tirées de l'équation d'état (2), surtout quand il s'agit des faibles pressions.

Au delà de 300 atmosphères et jusqu'à 2.800 atmosphères, la concordance des deux séries de valeurs de b est absolument remarquable.

Comment déterminer b_0 ? A cet effet, on pose :

$$(3) \qquad \frac{b - b_0}{b_l - b_0} = x, \qquad \text{d'où} \qquad b - b_0 = \frac{x}{1 - x}(b_l - b),$$

et la formule (1) devient :

$$(4) \qquad \frac{b_l - b}{v - b} = \frac{1 - x}{x}(1 - x^2).$$

Si l'on admet une certaine valeur de b_l, l'équation (4) donnera x connaissant v et b, et (3) permettra le calcul de b_0. On constate que, même avec des hypothèses différentes sur a, la valeur inconnue de b_0 ne peut que différer fort peu de $463 . 10^{-6}$. Portant dans (1), on tire alors de là $b_l = 917 \times 10^{-6}$.

Si l'on refait les mêmes calculs à 100° et à 200°, on trouve : 1° que b_l est absolument constant ; 2° que b_0 décroît à mesure que la température augmente, mais de telle façon que $(b_l - b_0)^2$ soit proportionnel rigoureusement à la température absolue. Il s'ensuit que, dans l'équation

$$\alpha (b_l - b_0)^2 = RT,$$

[1] Voir *J. de Phys.*, 4e série, t. L, p. 56 ; 1902.

le coefficient α est absolument indépendant de la température. De la connaissance de a et b, M. Van Laar a pu déduire les constantes critiques de l'hydrogène; il a trouvé ainsi :

$$T_c = 27^\circ{,}2, \qquad p_c = 14{,}4 \text{ atm.}, \qquad \Delta_c = 0{,}0348,$$

nombres voisins de ceux que l'expérience a fournis.

Le mémoire de M. Van Laar contient encore beaucoup d'autres vérifications qu'il serait trop long de résumer ici, mais qui donnent à son travail un extrême intérêt.

J.-D. VAN DER WAALS. — Déduction de la formule qui fait connaître la relation entre les phases coexistantes d'un mélange binaire. — *Archives Néerlandaises*, 2e série, t. X, p. 113.

Dans sa *Théorie moléculaire*, l'auteur a donné une formule pour la concentration des phases coexistantes d'un système binaire; dans le cas où la deuxième phase est un gaz peu dense, cette relation a la forme suivante :

$$\text{MRTL} \frac{x_1}{1 - x_1} \frac{1 - x_2}{x_2} = \left\{ \frac{1}{v} \frac{da}{dx} - \frac{\text{MRT}}{v - b} \frac{db}{dx} \right\}_1 .$$

M. Van der Waals transforme cette relation au moyen de son équation d'état dans laquelle il suppose b indépendant du volume et, après diverses transformations et approximations, il aboutit à la formule suivante dans laquelle f est voisin de 7 :

$$\text{L} \frac{x_1}{1 - x_1} \frac{1 - x_2}{x_2} = \left(\frac{f}{\text{T}} \frac{d\text{T}_c}{dx} - \frac{1}{p_c} \frac{dp_c}{dx} \right)_1 ,$$

formule qu'il avait déjà obtenue dans l'étude des systèmes ternaires, mais d'une tout autre façon. Une transformation très simple de cette dernière relation montre que c'est uniquement quand les molécules des substances mélangées sont de même grandeur que les phases coexistantes deviennent identiques pour le mélange dont la température critique est un minimum.

J.-D. VAN DER WAALS. — Sur la transformation d'un pli latéral en pli principal et inversement. — *Archives Néerlandaises*, 2e série, t. X, p. 284.

Quand on élève la température d'un mélange binaire au-dessus de la température critique d'une des composantes, la surface ψ pour ce mélange présente un pli qui n'occupe pas toute la largeur de la surface de $x = 0$ à $x = 1$, mais qui est fermé du côté de la composante pour laquelle la température critique est plus basse que la température choisie. Dans les cas normaux, un pareil pli, fermé d'un côté, ne présente pas de particularités, de sorte qu'un plan bitangent peut rouler continûment le long de la courbe binodale, à partir du côté où le pli est ouvert jusqu'au point de plissement. Il y a cependant des cas où il peut se présenter des complications, et l'auteur a déjà fait observer qu'il peut exister un second pli à côté du pli principal. Quand l'existence simultanée de deux plis s'observe dans un grand intervalle de températures, il y a lieu de parler d'un pli longitudinal et d'un pli transversal et d'attribuer l'imparfaite miscibilité des deux substances à l'état liquide à l'existence du pli longitudinal. Mais, quand on n'observe les deux plis qu'entre des limites de températures assez rapprochées, il vaut mieux parler d'un pli principal et d'un pli latéral. Dans de pareils cas, en effet, un des plis peut être considéré comme un pli principal, tandis que l'autre se comporte comme un pli accessoire. Ces considérations s'imposent quand on veut, comme l'a fait M. Van der Waals, rendre compte, au moyen des transformations que la surface ψ subit avec la température, des observations de M. Kuenen relatives aux phénomènes critiques des mélanges d'éthane avec quelques alcools.

W.-H. JULIUS. — Bandes de dispersion dans les spectres d'absorption. *Archives Néerlandaises*, 2e série, t. X, p. 90.

L'auteur se propose de faire voir qu'une dispersion anomale dans un gaz absorbant peut influer considérablement sur le caractère des raies d'absorption de ce gaz.

Quand un faisceau de rayons, primitivement parallèle, traverse une lumière où la densité n'est pas la même partout, le faisceau ne reste pas parallèle. En général, les rayons qui s'incurveront le plus seront ceux pour lesquels l'indice de réfraction du milieu diffère

le plus de l'unité, c'est-à-dire ceux qui sont voisins, d'un côté comme de l'autre, des raies d'absorption du spectre. Ces espèces de lumière, en se propageant dans l'espace, se dispersent beaucoup plus que les ondes peu réfractées, et en général il en tombera sur le spectroscope une proportion plus petite que des ondes lumineuses dont l'indice de réfraction est voisin de l'unité. Il faut donc qu'il existe, dans le spectre d'absorption, des endroits où la lumière fait défaut en vertu de la dispersion dans la vapeur absorbante, car on peut bien admettre que cette vapeur n'est jamais absolument homogène. Ces parties sombres du spectre, M. Julius les appelle *bandes de dispersion*. Il va de soi que ces bandes doivent s'étendre jusque dans les régions d'absorption réelle, ce qui fait qu'on peut aisément les prendre pour des raies d'absorption élargies. L'auteur met en évidence, par des expériences directes, l'existence de ces bandes de dispersion qui, selon lui, jouent un rôle important dans l'élargissement, le déplacement et le dédoublement des raies.

W.-H. JULIUS. — Les images spectrohéliographiques et leur interprétation par la dispersion anomale. — *Archives Néerlandaises*. 2e série, t. X, p. 97.

L'auteur applique la conception des bandes de dispersion à l'explication des résultats admirables obtenus par MM. Hale et Ellermann avec le spectrohéliographe, lequel permet de voir d'un seul coup d'œil et d'étudier dans tous ses détails la façon dont une lumière de longueur d'onde déterminée est répartie, à un instant quelconque, sur tout le disque solaire. MM. Hale et Ellermann ont accompagné la description des phénomènes observés d'explications théoriques que M. W.-H. Julius considère comme absolument inacceptables. Leur hypothèse fondamentale est que les régions brillantes que l'on observe sur toute la surface du Soleil quand on la photographie dans la lumière du calcium, et qu'ils appellent *flocons de calcium*, sont des colonnes de vapeur de calcium s'élevant au-dessus des colonnes de vapeurs condensées dont les sommets constituent les granulations de la photosphère.

M. W.-H. Julius montre que toutes les particularités reconnues jusqu'ici dans les photographies obtenues au moyen du spectrohéliographe se laissent expliquer facilement par la même hypothèse fondamentale sur la constitution du Soleil qu'il a déjà montrée capable de

donner une interprétation logique de tous les phénomènes connus auparavant, et cela sans adjonction d'une seule hypothèse nouvelle.

W.-H. JULIUS. — Bandes de dispersion dans les spectres de δ Orionis et de Nova Persei. — *Archives Néerlandaises*, 2e série, t. X, p. 106.

L'auteur applique sa conception des bandes de dispersion à l'explication de la variabilité de certaines étoiles, attribuée la plupart du temps au passage, entre elles et nous, de satellites obscurs ; il admet, pour les étoiles, une structure semblable à celle du Soleil, ces astres étant pour lui des masses gazeuses animées d'un mouvement de rotation et devant donner, comme le Soleil, des champs de radiation irréguliers tournant avec elles. Elles sont alors pour nous comme des phares tournants, et on comprend beaucoup mieux leur variabilité d'éclat que quand on suppose que les étoiles variables sont des systèmes doubles ou multiples. Dans cet ordre d'idées, il n'existe pas de différence bien tranchée entre des étoiles variables à longue période et les *Novæ*, dont l'apparition est comparable à celle de la lumière d'un phare tournant, au moment où le système optique, qui sert à diminuer considérablement la divergence des rayons, est dirigé vers nous.

J.-J. HALLO. — La rotation magnétique du plan de polarisation dans le voisinage d'une bande d'absorption. — *Archives Néerlandaises*, 2e série, t. X, p. 148.

En introduisant dans les équations du mouvement lumineux dans des milieux absorbants certains termes nouveaux servant à exprimer l'influence du champ magnétique, M. W. Voigt a prédit l'existence d'une forte polarisation rotatoire magnétique dans le voisinage d'une bande d'absorption et à l'intérieur de celle-ci ; à la même époque (1896) et indépendamment de ce savant, MM. Macaluso et Corbino firent connaître le phénomène en question, sans le secours d'une théorie, par une belle série d'expériences sur la vapeur de sodium. Les expériences des deux physiciens italiens étaient simplement qualitatives ; leur installation se prêtait mal d'ailleurs à des recherches quantitatives; de plus, ils ne disposaient pas encore d'une théorie pouvant leur servir de guide et dont la vérification pouvait inspirer de l'intérêt. Au contraire, depuis que la théorie de Voigt, non seulement a donné du phénomène une explication qualitative, mais

encore en a prédit quantitativement les particularités, il est intéressant de savoir s'il y a accord entre la théorie et l'expérience, et c'est l'examen de cette question qui constitue le but principal des recherches de l'auteur.

La méthode suivie dans les expériences définitives est analogue à celle à laquelle M. Hussel eut recours pour déterminer la rotation du plan de polarisation dans le quartz; les mesures ont été faites sur des images photographiques négatives provenant de l'agrandissement du négatif direct à l'aide d'une chambre noire ordinaire; la conclusion de l'auteur est que la théorie « phénoménologique » de M. Voigt rend exactement compte des phénomènes magnéto-optiques.

J. GEEST. — La double réfraction magnétique de la vapeur de sodium. *Archives Néerlandaises*, 2e série, t. X, p. 291.

Ce travail complète le précédent. On sait que le phénomène de Zeeman consiste en un changement, sous l'influence d'un champ magnétique, de la période des vibrations émises par une source lumineuse : les raies brillantes du spectre d'émission sont séparées en un certain nombre de composantes, chacune avec un état de polarisation particulier. Quand on fait les observations dans une direction perpendiculaire aux lignes de force du champ, il y a trois composantes (*triplet*) dans le cas le plus simple, prévu par la théorie élémentaire de Lorentz. Dans quelques cas, la raie moyenne du triplet se scinde en deux, de sorte qu'on observe un *quadruplet* (cas de la raie D_1 du sodium); dans d'autres cas, chacune des composantes du triplet devient double, et l'on a un *sextet* (cas de la raie D_2 du sodium); ces cas plus compliqués ont eté mal expliqués par la théorie.

D'autre part, la théorie phénoménologique de Voigt prévoit qu'un corps isotrope, placé dans un champ magnétique, doit présenter une double réfraction dans une direction perpendiculaire aux lignes de force, ce qui a été vérifié de différentes façons, au point de vue expérimental, par MM. Voigt et Wiechert, H. Becquerel et Cotton. Mais tous ces auteurs se sont contentés de constater l'existence de la double réfraction ; aucun n'a étudié le phénomène en détail. L'objet du travail de M. Geest a été : 1° d'examiner de quelle nature est le phénomène *entre* les composantes dans lesquelles la raie spectrale primitive est décomposée (quadruplet ou sextet pour le sodium), et

comment il dépend de la densité de vapeur ; 2° de déterminer la grandeur de la biréfringence dans le voisinage immédiat de la bande d'absorption, afin de mettre à l'épreuve la théorie de Voigt.

Au point de vue quantitatif, les observations ont été parfaitement d'accord avec la théorie de Voigt. En étudiant la relation entre la théorie de Voigt et celle de Lorentz, M. Geest arrive comme M. Hallo à cette conclusion importante qu'à un moment quelconque un petit nombre seulement des molécules vibrantes participe à l'émission de lumière d'une certaine longueur d'onde. On pourrait donc se figurer, par exemple, qu'un groupe déterminé de molécules donne naissance à une série déterminée de raies dans le spectre. En examinant la lumière émise par l'arc voltaïque, M. Lenard est arrivé d'ailleurs à la même conclusion.

Dr H. KAMERLINGH ONNES et Dr C. ZAKRZEWSKI. — Contributions to the knowledge of Van der Waals ψ surface. IX. The conditions of coexistence of binary mixtures of normal substances according to the law of corresponding states (Contributions à la connaissance de la surface ψ de Van der Waals. IX. Les conditions de coexistence des mélanges binaires de substances normales d'après les lois des états correspondants). — *Communications from the Physical Laboratory of Leiden*, supplément n° 8.

Dr H. KAMERLINGH ONNES et Dr C. ZAKRZEWSKI. — The determination of the conditions of coexistence of vapour and liquid phases of mixtures of gases at low temperatures (Détermination des conditions de coexistence des phases vapeur et liquide des mélanges de gaz aux basses températures). — *Communications from the Physical Laboratory of Leiden*, n° 92.

Dr H. KAMERLINGH ONNES et Dr C. ZAKRZEWSKI. — The validity of the law of corresponding states for mixtures of methyl chloride and carbon dioxyde (Validité de la loi des états correspondants pour les mélanges de chlorure de méthyle et d'acide carbonique). — *Communications from the Physical Laboratory of Leiden*, n° 92.

Les auteurs ont appliqué l'idée du Dr H. Kamerlingh Onnes, déjà développée ici [1], que les isothermes des mélanges de substances normales peuvent être dérivées, au moyen de la loi des états correspondants, de l'équation réduite empirique qu'il a donnée et développée en série [2].

Pour déterminer les coefficients de leurs relations, les auteurs ont utilisé les constantes critiques des mélanges de chlorure de mé-

(1) *J. de Phys.*, 4e série, t. IV, p. 45 ; 1905.
(2) *J. de Phys.*, 4e série, t. II, p. 467 ; 1903.

thyle et d'acide carbonique étudiés par Kuenen et Hartman. D'autre part, ils ont, au moyen du dispositif de Cailletet convenablement modifié, étudié le commencement et la fin de la condensation d'une série de mélanges de compositions connues. Chemin faisant, ils ont mesuré au voisinage immédiat de 20° la compressibilité du chlorure de méthyle pur et des mélanges de composition $x = 0{,}6945$ et $x = 0{,}5030$; la compressibilité du gaz carbonique pur était tirée des expériences de Hartman.

La compressibilité du chlorure de méthyle pour les faibles densités ayant été étudiée par M. Leduc, les auteurs ont comparé les valeurs du produit $\pi v_\pi'$, à 16° et sous la pression $\pi = 73$ centimètres cubes de mercure, données par l'équation d'état empirique de Kamerlingh Onnes résumant leurs mesures et par M. Leduc ; ils ont trouvé ainsi les nombres légèrement discordants

$$0{,}01814 \text{ (K.O. et Z.)}, \qquad 0{,}0195 \text{ (L.)}.$$

La concordance est excellente, au contraire, quand on compare les valeurs du coefficient B de l'équation d'état tirées des deux séries d'expériences.

On a en effet :

$$B_{20^\circ} \text{ (K.O. et Z.)} = -\ 0{,}0216, \qquad B_{20} \text{ (L.)} = -\ 0{,}0215.$$

De même, la compressibilité de CO^2 a été étudiée par M. Chappuis et par M. Leduc ; on tire de ces expériences distinctes :

$$B_{20^\circ} \text{ (Ch.)} = -\ 0{,}00646, \qquad B_{20} \text{ (L.)} = -\ 0{,}0059.$$

De toutes les études faites sur les conditions de coexistence des phases liquide et gazeuse des mélanges, les auteurs concluent l'existence de déviations à la loi des états correspondants pour les isothermes des mélanges de chlorure de méthyle et de gaz carbonique, ces déviations étant très nettes en ce qui concerne les densités de liquide et aux basses températures.

J.-E. VERSCHAFFELT. — The influence of admixtures on the critical phenomena of simple substances and the explanation of Teichner's experiments (Influence des impuretés sur les phénomènes critiques des substances simples et explication des expériences de Teichner). — *Communications from the Physical Laboratory of Leiden*, supplément n° 10.

Que de petites proportions d'impuretés ne puissent pas ne pas avoir une grande influence sur les phénomènes critiques d'une subs-

tance simple, cela a été démontré à plusieurs reprises par Kamerlingh Onnes et ses élèves. A la suite des expériences récentes de Teichner, l'étude de l'influence de très petites quantités d'impuretés a été reprise par l'auteur au moyen de l'équation d'état de Kamerlingh Onnes.

Si, à une molécule d'une substance pure de constantes critiques T_k, p_k, v_k, on mêle x molécules (x étant infiniment petit) d'une impureté, les éléments critiques T_{xk}, p_{xk}, v_{xk} du mélange sont donnés en première approximation par

$$T_{xk} = T_k (1 + \alpha x), \qquad p_{xk} = p_k (1 + \beta x), \qquad v_{xk} = v_k (1 + \gamma x).$$

Autrement dit, les constantes critiques du mélange sont déterminées par les coefficients α et β et leur différence $\alpha - \beta = \gamma$.

Dans ces conditions, les deux extrémités d'un tube vertical contenant le mélange en question n'ont pas tout à fait la même composition, et leurs densités diffèrent. Cette différence de densité dépend à la fois de la température et de la densité moyenne; quand celle-ci est égale à la densité critique, la différence de densité des extrémités est la plus grande possible, la température demeurant constante ainsi que x; enfin, sous la densité moyenne critique, x étant constant, c'est à la température critique que la différence des densités est maxima; dans ces conditions, la différence des densités atteint 17 0/0 de la densité critique pour $x = 0{,}0001$, et 36 0/0 pour $x = 0{,}001$.

L'auteur conclut que les observations de Teichner s'expliquent très bien par la présence de petites quantités d'impuretés introduites probablement par les flotteurs.

Dr B. MEILINK. — On the measurement of very low temperatures. — VII. Comparison of the platinum thermometer with the hydrogen thermometer. — VIII. Comparison of the resistance of gold wire with that of platinum wire (Mesure des très basses températures. — VII. Comparaison du thermomètre de platine au thermomètre à hydrogène. — VIII. Comparaison de la résistance d'un fil d'or avec celle d'un fil de platine). — *Communications from the Physical Laboratory of Leiden*, n° 93.

La comparaison du thermomètre de platine et du thermomètre à hydrogène a été faite à 14 températures, de 0° à — 210° environ ; la résistance de la spirale de platine est très bien représentée en fonction de la température par une formule du troisième degré ; dans ces conditions, entre 0° et 200°, la concordance avec le thermomètre à hydrogène a lieu au centième de degré près ; au-dessous de — 200°,

la différence paraît augmenter rapidement et atteindre les dixièmes de degré.

Si l'on considère un fil d'or et un fil de platine ayant à zéro la même résistance, et si l'on abaisse leur température progressivement jusque vers — 200°, l'expérience montre que la résistance du fil d'or diminue beaucoup moins vite que celle du fil de platine; le rapport est 1,03 à — 104°, 1,15 à — 182° et 1,21 vers — 200°; la courbure de la ligne qui représente en fonction de la température la résistance d'un fil d'or est plus faible que celle de la courbe qui se rapporte à un fil de platine; à cause de la nécessité d'extrapoler aux températures voisines du zéro absolu, l'emploi d'un thermomètre à fil d'or paraît plus recommandable que celui d'un thermomètre à fil de platine.

Dr H. KAMERLINGH ONNES. — The importance of accurate measurements at low temperatures (Importance de mesures précises aux très basses températures). — *Communications from the Physical Laboratory of Leiden*, supplément n° 9.

Discours prononcé par le Dr H. Kamerlingh Onnes comme recteur de l'Université de Leyde, le 8 février 1904.

E. MATHIAS.

H. REISSNER. — Mechanische und elektrische Masse (De la masse, en mécanique et en électricité). — *Sitzungsberichte der Berliner mathematischen Gesellschaft*, 4e année, t. II, p. 23-29.

L'auteur se propose de montrer comment, en admettant les idées modernes sur l'électricité et la matière, on peut établir les propositions suivantes : 1° les forces de la gravitation et de l'électrostatique sont déterminées par un état de tension d'un même milieu (l'éther); 2° l'énergie cinétique des masses mécaniques ou électriques résulte de l'énergie cinétique correspondant aux variations du champ; 3° les perturbations possibles dans ce milieu satisfont aux équations électromagnétiques de Maxwell.

Les équations obtenues par l'auteur lui imposent les conditions suivantes : La matière pondérable serait formée de charges positives et négatives. La gravitation s'expliquerait en supposant un très léger excès de l'une des charges sur l'autre. Les modifications, dans un champ électriquement neutre, doivent être isocycliques (au sens de Hertz). Le mouvement de la matière pondérable laisserait

l'éther en repos, dans la direction même où la matière se meut, et ne lui imprimerait qu'un mouvement de rotation autour de cette direction; le sens de cette rotation dépendrait du signe des charges, sa vitesse restant constante à l'intérieur de la matière et variant, à l'extérieur, en raison inverse du cube de la distance.

L'énergie cinétique de l'espace extérieur indéfini serait négligeable par rapport à celle de la matière pondérable, dans l'étendue d'un atome. F. CARRÉ.

C.-H. WIND. — Elektronen und Materie (Electrons et matière). *Physikalische Zeitschrift*, 6e année, n° 15, p. 485-494.

Dans cette leçon inaugurale, l'auteur fait un exposé critique, très substantiel, très concis et très clair à la fois, de l'histoire des idées sur les théories électriques de la lumière, de la gravitation et de la matière. Il montre comment la thèse de Coulomb, d'Ampère et de Weber, dans laquelle les charges sont tout et où le milieu ne joue aucun rôle, et la thèse tout opposée de Faraday et de Maxwell, où le milieu est seul à considérer, tendent inévitablement aujourd'hui à se fondre dans une synthèse unique, par la théorie des ions et des électrons ; l'auteur est ainsi amené à passer en revue, rapidement et successivement, les nombreux phénomènes dont l'explication se rattache à cette théorie. Il termine en essayant tout au moins d'atténuer la portée des critiques fameuses que M. H. Poincaré a opposées aux théories nouvelles. F. CARRÉ.

MAX MARGULES. — Ueber die Energie der Stürme (De l'énergie mise en jeu dans les tempêtes). — *Aus der Jahrbüchern der K. K. Zentralanstalt für Meteorologie Jahrgang*, 1903, Anhang, Wien.

Étude thermodynamique des différentes hypothèses qui permettraient d'expliquer la violence de certaines tempêtes. L'auteur conclut que l'opinion générale est fausse d'après laquelle la principale cause serait la distribution inégale des pressions suivant l'horizontale. Les effets de la tempête s'expliquent seulement pour les systèmes dans lesquels les masses gazeuses ont été déplacées verticalement de leur position d'équilibre. La source d'énergie est surtout de nature potentielle et due aux travaux de la pesanteur.

F. CARRÉ.

J.-M. PERNTER. — Zur Theorie des von einer kreisförmigen Lichtquelle erzeugten Regenbogens (Sur la théorie de l'arc-en-ciel produit par une source lumineuse circulaire). — *Sitzungsberichte der Kais. Akad. der Wissenschaften in Wien*, juin 1905.

Réponse aux critiques formulées par Aichi et Tanakadate (*Phil. Mag.*; 1904) contre un travail antérieur de l'auteur sur le même sujet. F. CARRÉ.

J.-M. PERNTER. — Erklärung des fälschlisch « weisser Regenbogen » benannten Bouguer'schen Halos (Explication du halo de Bouguer, inexactement appelé arc-en-ciel blanc). — *Sitzungsberichte der Kais. Akad. der Wissenschaften in Wien*, juillet 1905.

Les phénomènes observés par Bouguer dans les Andes, par Scoresby dans les mers polaires, par Kœmtz au Righi, étudiés par M. Mascart [1], sous le nom de couronnes antisolaires et d'arc-en-ciel blanc, sont en général, comme l'arc-en-ciel proprement dit, attribués à des gouttelettes d'eau maintenues en suspension dans l'air.

L'auteur montre que cette explication, d'ailleurs déjà rejetée par Bouguer [2] lui-même, est absolument inacceptable. Il prouve que le phénomène est de même nature que les halos, et qu'il faut l'attribuer à une double réflexion à l'intérieur de cristaux de glace prismatiques portant sur l'une de leurs bases ou sur les deux bases à la fois les facettes d'une pyramide hexagonale.

Les calculs de l'auteur lui montrent qu'il existe trois cas possibles, correspondant à des arcs de 38°, de 35° et de 33°. Il relève chacun de ces cas dans les observations récentes du Ben Nevis [3] et de la *Belgica* [4]. F. CARRÉ.

A. AMAUDRUT. — Nouvelle théorie sur le mécanisme de l'audition. — Vesoul, impr. Cival.

C'est par une étrange anomalie que l'on admet généralement que, seule parmi les organes des sens, l'oreille présenterait, *pour chacun*

(1) MASCART, *Traité d'optique*, t. III, § 742 et § 749.

(2) « Le phénomène ne se trace que sur les nuages, et même sur ceux dont les particules sont glacées, et non pas sur des gouttes de pluie, comme l'arc-en-ciel. »

(3) *Meteorology of Ben Nevis* (*Transactions of the Royal Society of Edinburgh*, 1890, 1902).

(4) *Expédition du S. V. « Belgica »*, *Phénomènes optiques*.

des sons, des éléments *non nerveux*, qui seraient susceptibles d'entrer en jeu indépendamment les uns des autres. L'auteur rejette cette interprétation. Il refuse de voir le rôle d'analyseur des sons rempli par les arceaux de Corti ou les fibrilles de la membrane basilaire ; il comparerait plus volontiers l'oreille à un phonographe, dont la lame élastique, le stylet et la cire seraient respectivement remplacés par la membrane du tympan, la chaîne des osselets et un sac clos, plus ou moins membraneux. Les déformations de ce dernier, comparables aux déformations de la cire du phonographe, se traduisent par des ébranlements transmis, plus ou moins complètement, à la masse du liquide qu'il renferme, aux otolithes qui y sont plongés, et aux cils terminaux des cellules nerveuses qui tapissent la paroi interne du labyrinthe. Ces ébranlements, recueillis par les cellules nerveuses, sont alors transmis par elles au cerveau. L'auteur interprète facilement, dans cette manière de voir, les nombreuses particularités présentées par le phénomène de l'audition.

F. Carré.

A.-W. WITKOWSKI. — Sur la dilatation de l'hydrogène (*Bulletin de l'Académie des Sciences de Cracovie*, juin 1905).

L'auteur, étendant les recherches de Wroblewski, a cherché à tracer les lignes isothermiques de l'hydrogène jusqu'à — 212° à des pressions atteignant 60 atmosphères.

La disposition expérimentale est sensiblement la même que dans un travail antérieur de l'auteur sur « les Propriétés thermodynamiques de l'air atmosphérique [1] ». Pour les températures les plus basses, on se sert de bains formés d'air liquide sous une pression plus ou moins réduite (— 190°, — 205° et — 212°).

Le coefficient moyen de dilatation entre 0 et θ à pression constante p, $\alpha_{p,\theta}$, croît régulièrement quand θ diminue ou quand p augmente. Les variations sont beaucoup plus grandes avec θ quand p est grand. Ainsi, à 60 atmosphères,

$$\alpha_{+100^\circ} = 355,8 \times 10^{-5} \quad \text{et} \quad \alpha_{-212^\circ} = 384,1 \times 10^{-5}.$$

La considération des valeurs du produit pv à différentes tempéra-

[1] *Rozprawy de l'Ac. Sc. Cracovie*, XXIII, série 1 : 1891 ; — *Phil. Mag.*, avril 1896.

tures a conduit l'auteur à penser que le théorème de Wroblewski (les positions des minima des courbes de compressibilité en unités réduites sont les mêmes pour tous les gaz) ne s'appliquait pas à l'hydrogène : le minimum de l'isotherme de — 183° signalé par Wroblewski à 14 atmosphères semble en réalité exister vers 32 atmosphères. Les autres isothermes conduisent à prendre comme constantes critiques de l'hydrogène — 241° et une pression double de la pression critique (13,5 à 15 atmosphères) déterminée expérimentalement par Olzewski. Cette anomalie, déjà signalée par Dewar, peut s'expliquer par une polymérisation graduelle de l'hydrogène dont les molécules se doublent en approchant du point critique.

L'auteur donne également un tableau des coefficients de pression, et recherche pour terminer une équation caractéristique de l'hydrogène.

A. Gallotti.

MAZZOTTO. — Variazoni magnetiche del ferro stagionato per nuove stagionature o ricotture (Variations magnétiques du fer mûri par des maturations ou recuissons successives). — *Nuovo Cimento*, série 5, t. IX; mai 1905.

Par *régression* ou *maturation* du fer, l'auteur entend le procédé qui consiste à maintenir pendant un certain temps, à une température plus basse, un échantillon de fer ayant préalablement subi l'action prolongée d'une température élevée. La *recuisson* est l'action inverse, la seconde température étant plus haute que la première. Le mémoire actuel complète par une étude plus approfondie les résultats publiés dans quatre notes antérieures du *Nuovo Cimento* (1).

Les expériences ont été faites à l'aide des appareils décrits antérieurement, mais en se bornant à soumettre les échantillons de fer employés à des champs inférieurs à 6 unités C. G. S., l'auteur s'étant convaincu, dans ses recherches précédentes, qu'au delà de cette grandeur les variations observées conservent sensiblement la même valeur. Il a pu, par contre, employer des champs plus faibles (jusqu'à H = 0,1), condition où les variations sont au contraire très sensibles.

---

(1) D. Mazzotto, *Sul magnetismo susseguente*, 4e série, XI, p. 81 ; 1900 ; — *Effetto di longhi rivivenimenti a varie temperature sulle constanti magnetiche del ferro*. 5e série, III, p. 417 ; 1902 ; — *Stagionatura magnetica del ferro a temperature superiore all'ordinaria*, 5e série, VII, p. 393 ; 1904 : — *Stagionatura magnetica del ferro alla temperatura ordinaria*, 5e série, VIII, p. 5 : 1904.

La principale caractéristique magnétique étudiée sur les échantillons a été le « magnétique susseguente ». Rappelons ce qu'est cette grandeur, désignée déjà par quelques physiciens sous les noms de « viscosité magnetismo, magnetische nachwirkung, time lag in the magnetisation ». Si on change brusquement le champ magnétique, l'intensité d'aimantation subit une variation instantanée I' suivie pendant quelques minutes d'une variation progressive I'', présentant ainsi une variation totale $I = I' + I''$. Le magnétique subséquent est $\frac{I''}{I}$. On a observé aussi le magnétique résiduel dont la connaissance permet de n'étudier ni la force coercitive, ni l'hystérésis, qui varient toujours dans le même sens que lui.

Les échantillons de fer ont été soumis à des variations de température fractionnées, c'est-à-dire que, pour une même série d'observations, la maturation a été faite successivement à diverses températures décroissantes.

Résumons les résultats obtenus :

- Le fer recuit au rouge prend rapidement un état bien défini au point de vue magnétique et caractérisé par une susceptibilité et une viscosité magnétiques élevées, par un magnétisme résiduel, une force coercitive et une hystérésis relativement faibles.

Cet état est d'ailleurs instable et se transforme spontanément, avec le temps, en l'état de fer *mûri*, qui doit être considéré comme le seul stable. Cette transformation est accompagnée de modifications magnétiques profondes ; la susceptibilité reste la même pour les champs intenses, mais diminue fortement dans les champs faibles ; la viscosité-magnétisme diminue jusqu'à disparaître ; au contraire, le magnétisme résiduel, la force coercitive et l'hystérésis croissent.

On peut dire que la maturation est plus ou moins parfaite suivant que ces changements sont plus ou moins sensibles.

Plus la maturation se fait à une température basse, plus elle se fait d'une façon complète, mais plus elle exige de temps. Elle est complète en quelques heures à 360°, et au bout de plusieurs années seulement à la température ordinaire.

La température de 131° paraît être celle où elle se fait le mieux en le moins de temps : une dizaine d'heures environ.

Si on recuit un échantillon, mûri à une certaine température, en le portant à une température plus élevée, il reprend les caractéris-

tiques correspondant à l'état mûri à cette nouvelle température. Certains échantillons présentent cependant une sorte de retard dans les modifications qui doivent se produire.

On peut synthétiser les faits étudiés en considérant les variations magnétiques qui accompagnent la maturation comme des conséquences d'un phénomène plus général, que l'auteur appelle « hystérésis thermomagnétique », et qui aurait pour effet de retarder l'établissement des propriétés magnétiques nouvelles correspondant à une nouvelle température.

A. GALLOTTI.

F.-T. TROUTON et E.-S. ANDREWS. — Sur la viscosité de quelques substances comme la poix, le verre, etc. — *Philosophical Magazine*, n° 40, p. 347 à 355, année 1904.

Les auteurs utilisent la substance étudiée sous forme de cylindres de révolution, d'axes horizontaux, de rayons divers, et terminés par des bouts carrés; l'un de ces bouts est maintenu fixe, alors que l'autre fait corps avec l'axe d'une poulie verticale sur la jante de laquelle on peut appliquer la force de torsion due à des poids variés.

Si μ est le coefficient de viscosité; T, la force de torsion; R, le rayon du cylindre, et U, la vitesse de torsion relative par centimètre de longueur compté suivant l'axe, on a :

$$\mu = \frac{2T}{\pi U R^4};$$

avec un tube on aurait :

$$\mu = \frac{2T}{\pi U (R_1^4 - R_2^4)}.$$

R_1 et R_2 étant les rayons externe et interne du tube.

Résultats généraux : 1° Pour T fixe, U diminue rapidement durant les premières secondes, puis prend une valeur fixe U_0 : dans les calculs donnant μ (système C. G. S.), on a utilisé la valeur limite U_0 ; mais, en toute rigueur, μ est fonction du temps ;

2° μ diminue quand la température s'élève (Voir tableau, à la fin) ;

3° Si, l'état permanent étant atteint, on supprime T, la barre se détord d'elle-même avec une vitesse qui diminue rapidement avec le

temps et qui devient pratiquement nulle bien avant que la barre n'ait atteint son état initial. Ce pouvoir qu'a la substance visqueuse tordue de se détordre quand on diminue T disparaît avec le temps, ce qui la distinguerait nettement de la substance plastique;

4° On a vérifié incidemment que μ était bien indépendant de R et que, dans la pratique courante, on pouvait poser $U = bT$ (rigoureusement, $U = a + bT$).

Résultats numériques.

Substance	Température	μ
Poix anglaise.	0°	$5,1 \times 10^{11}$
—	8°	$9,9 \times 10^{10}$
—	15°	$1,3 \times 10^{10}$
Poix de cordonnier . . .	8°	$4,7 \times 10^{6}$
Stéarate de sodium . . .	8°	5×10^{11}
Verre à siphon.	575°	$1,1 \times 10^{13}$
—	660°	$2,3 \times 10^{11}$
—	710°	$4,5 \times 10^{10}$

A. Pont.

Rich. HOSKING. — Conductibilité électrique et fluidité des solutions. *Philosophical Magazine*, n° 41, p. 469-485: 1904.

Ce travail, surtout expérimental, porte particulièrement sur la conductibilité électrique et la fluidité des solutions aqueuses de chlorure de lithium à diverses concentrations et températures.

Le viscosimètre est à tube capillaire bien calibré; la conductibilité électrique était mesurée par la méthode de Kohlrausch.

Le mémoire contient de nombreux tableaux numériques avec les graphiques correspondants, qui peuvent se résumer algébriquement par les deux équations :

$$F = \frac{T^m}{a}, \qquad C = \frac{T^n}{b} \text{ (formule de Slotte),}$$

où F représente la fluidité; C, la conductibilité spécifique moléculaire; T, la température comptée à partir de — 48°,1 ($T = t + 48°,10$); m, n, a, b, des constantes caractéristiques de chaque solution.

L'auteur utilise ensuite ses résultats pour :

1° En déduire les coefficients d'ionisation d'une même liqueur à différentes températures ;

2° Approfondir un point de vue particulier de Kohlrausch (1903) sur le mécanisme de l'électrolyse, où ce physicien suppose que l'ion mobile entraîne avec lui une atmosphère adhérente de dissolvant; ce qui conduit à penser que la vélocité d'un ion (par suite, la conductibilité de la solution) dépend de la viscosité du milieu et des dimensions de son atmosphère ionique.

A. Pont.

R. THRELFALL. — Sur une nouvelle forme sensible du voltmètre thermique. *Philosophical Magazine*, n° 40, p. 371 à 376 ; 1904.

L'instrument se compose de deux fils fins d'argent A et B horizontaux, de 6 à 7 centimètres de longueur, et distants de $0^{cm},2$.

Le fil actif A, dans lequel passera le courant, est légèrement tiré vers le bas par un faible ressort *r*, qui lui donne la forme d'un V d'angle de 175°. Ce fil A peut être, de plus, tendu longitudinalement, au moyen d'une vis micrométrique, de façon à ce qu'on puisse conserver constante la tension du ressort *r*, lorsque le fil A s'allonge par le passage du courant.

Un léger miroir ($1^{cm} \times 0^{cm},4$), isolé thermiquement, repose sur les deux fils et s'incline vers le bas lorsque l'instrument entre en jeu. Il réfléchit sur une échelle l'image du filament d'une lampe à incandescence qu'on ramène toujours sur le zéro, à l'aide de la vis micrométrique; la tête de celle-ci possède 25 grandes divisions et 250 petites.

L'instrument est calibré en faisant passer un courant connu dans une résistance donnée de manganine et en utilisant la différence de potentiel existant alors aux extrémités de cette résistance.

Sensibilité =	$0^{volt},03$	demande	1	division de la vis micrométrique		
	0 ,09	»	11	»	»	»
	0 ,25	»	116	»	»	»

(Voir mémoire pour tableau complet.)

A. Pont.

J. STONEY. — Echappement des gaz hors des atmosphères planétaires. *Philosophical Magazine*, n° 42, p. 690 à 700 ; 1904.

Dans une longue lettre aux éditeurs, J. Stoney critique les résultats que tire à ce sujet S.-R. Cook de la théorie cinétique des gaz

(*Nature*, 24 mars 1904), résultats auxquels il était d'ailleurs antérieurement parvenu et qu'il a abandonnés voilà longtemps.

Il insiste particulièrement sur ce fait que les conclusions de Maxwell s'appliquent à des systèmes cinétiques abstraits, qui ne nous donnent, sans doute, qu'une image grossière des gaz réels, et que, même dans le cas contraire, on aurait tort d'appliquer invariablement les mêmes hypothèses à un gaz, qu'il se trouve près de la planète ou dans l'ultime couche de son atmosphère. Il note enfin que les conclusions de M. Cook sont en contradiction avec ces deux résultats d'expérience : 1° que la Lune n'a pu retenir son atmosphère ; 2° que le taux de l'hélium est constant dans l'air terrestre malgré son dégagement continuel du sol, et termine en signalant qu'on doit prendre plus de précautions qu'on ne l'a fait quand on utilise la loi exponentielle qui a servi de point de départ à Maxwell.

A. Pont.

SMOLUCHOWSKI-SMOLAN. — Sur les principes de l'Aérodynamique et leur application, par la méthode de similitude, à des problèmes particuliers. — *Philosophical Magazine*, n° 42, p. 667 à 681 ; 1904.

L'auteur pose les équations différentielles fondamentales de l'Aérodynamique en indiquant que leurs solutions explicites générales sont inconnues et qu'ainsi elles ne permettent pas d'aborder, par le calcul, les questions pratiques les plus importantes, comme : la résistance qu'éprouve, dans un gaz, un corps à grande vitesse de translation ; l'écoulement des gaz par de larges tuyaux, etc...

C'est pourquoi M. Smoluchowski-Smolan considère comme intéressante une méthode qu'il qualifie de « similitude dynamique » étroitement liée à la méthode bien connue des « dimensions ». Elle consiste à examiner quelles solutions peuvent dériver d'une solution connue, en modifiant les variables dans certaines proportions constantes et en changeant convenablement les coefficients constants. Il étudie ensuite, par ce procédé, différents problèmes, parmi lesquels on signalera : résistance d'un corps en mouvement dans un gaz; échauffement de ce corps ; passage d'un gaz à travers des tubes ou à travers des ouvertures en mince paroi, etc.....

A. Pont.

O. DONY-HÉNAULT. — Sur la radio-activité du peroxyde d'hydrogène. Travaux du laboratoire de l'Institut *Physiologie*, Solvay, t. VI, fasc. 1 ; 1903.

L'eau oxygénée a la propriété d'émettre les radiations capables de traverser certains corps et d'agir sur la plaque photographique. L'auteur se demande si cette radio-activité est liée à la décomposition de l'eau oxygénée en eau et oxygène. Il a trouvé qu'elle en est indépendante : si l'on accélère la décomposition à l'aide d'agents catalysateurs (mercure, platine), l'intensité du rayonnement ne grandit pas; de même en modifiant la stabilité des solutions par certains agents chimiques, acide sulfurique et alcool qui l'augmentent, potasse qui la diminue. Cependant la radio-activité s'abaisse avec la température.

Graetz avait admis que les radiations émises par le peroxyde d'hydrogène ont la propriété de reformer de ce peroxyde sur leur trajet dans l'atmosphère, comme les rayons du radium forment de l'ozone aux dépens de l'oxygène de l'air, et il avait rangé les deux radiations dans la même famille. — M. Dony-Hénault trouve que l'hypothèse est inexacte; la production de peroxyde d'hydrogène ne se fait pas dans l'atmosphère; elle a lieu simplement dans la couche de gélatine de la plaque photographique, ce qui suffit à expliquer l'altération du gélatino-bromure, et par suite différencie nettement les radiations de l'eau oxygénée des rayons de Becquerel.

Ch. Touren.

Constantin ZAKRZEWSKI. — Sur la position des axes optiques dans les liquides déformés. — *Bull. de l'Académie des Sciences de Cracovie, cl. des sc. math. et natur.*, janvier 1904.

L'auteur rappelle la théorie de M. Lad. Natanson [1] « sur une particularité de la double réfraction accidentelle dans les liquides, pouvant servir à la détermination de leur temps de relaxation », théorie qui permet de déterminer la position des axes optiques dans les liquides déformés ; certaines expériences antérieures de Kundt sont d'accord avec les résultats de cette théorie.

L'auteur a repris, en les modifiant, les expériences de Kundt : le

(1) *Bull. de l'Acad. des Sc. de Cracovie* pour 1904, p. 1.

liquide est enfermé entre deux parois cylindriques concentriques, la paroi intérieure tournant par un moteur d'un mouvement uniforme. Il a étudié le collodion, l'huile d'olive, l'huile de paraffine et l'huile de lin. Ses résultats confirment la théorie de Natanson.

Ch. TOUREN.

O. SCARPA. — Alcune esperienze sulle pile campione (Quelques expériences sur les piles étalons). — *Atti dell' Associazione elettrotecnica italiana*, 18 mars 1904.

L'auteur a étudié les piles du type Weston, préconisées en Allemagne comme ayant toutes les qualités requises d'une pile étalon, et les piles Clark, répandues en Italie, pour savoir si elles réalisent les conditions suivantes : facilité de leur reproduction, certitude d'obtenir une force électromotrice constante et déterminée. Les expériences ont confirmé les qualités exceptionnelles et la supériorité du type de Weston.

Ch. TOUREN.

M.-G.-J. DE GUILLEN GARCIA. — Telefono sin hilos (Téléphonie sans fil). *La Energia Electrica*, Madrid, t. IX, n° 10, p. 185-186, le 25 mai 1904.

L'auteur résume d'intéressantes expériences qu'il vient de faire avec la collaboration de son fils. Au cours de ses recherches sur la télégraphie sans fil, le fils de l'auteur remarquait par hasard que, dans le téléphone du cohéreur Tommasi placé à la station réceptrice, il se produisait une différence de son, suivant la distance explosive de l'interrupteur de la bobine Rhumkorff. Ce fait lui suggéra l'idée qu'un appareil analogue serait capable de transmettre la voix humaine au loin sans le concours d'un fil, et, après avoir dû différer cette expérience pendant quelque temps faute d'un dispositif approprié, il obtint du professeur Marcel, du séminaire de Barcelone, les ressources expérimentales nécessaires pour mettre son idée à exécution.

Le dispositif expérimental était assez simple : à la station réceptrice se trouvent un appareil Rhumkorff d'une distance explosive de 3 centimètres avec l'oscillateur relatif, une petite antenne et un conducteur mis à terre. Entre le transformateur (c'est-à-dire la bobine Rhumkorff) et une petite batterie de piles Grenet, on a dis-

posé un microphone spécial fonctionnant soit comme manipulateur, soit comme interrupteur. L'interrupteur automatique de la bobine d'induction étant mis hors de service, le condenseur est employé pour renforcer l'étincelle de l'oscillateur.

A la station réceptrice, il y a un cohéreur Tommasi relié à l'antenne réceptrice et au conducteur mis à terre. Dans un récepteur téléphonique on perçoit les bruits produits par les ondes hertziennes. Lorsqu'en appliquant la bouche au microphone l'on chante ou parle, toute vibration acoustique s'accompagne d'une interruption dans le passage du courant électrique à travers le circuit primaire du transformateur, le nombre d'étincelles dans l'oscillateur étant ainsi varié. Le principe fondamental présente par conséquent quelque analogie avec le mécanisme d'un téléphone ordinaire.

Les résultats obtenus jusqu'ici dans la reproduction du chant paraissent être très satisfaisants, tandis que la reproduction du langage est loin d'être parfaite. Le point faible est, semble-t-il, la difficulté qu'il y a de construire un microphone d'une intensité suffisante ; il est vrai que M. Garcia a remédié dans une certaine mesure aux imperfections de son appareil en employant un condensateur et en augmentant la différence de potentiel; en raison toutefois des arcs électriques qui peuvent se produire, il n'a pas pu aller trop loin dans cette voie.

A. Gradenwitz.

E. GEHRCKE. — Einfluss elektrischer Schwingungen auf die Breite der Spektrallinien (Influence des oscillations électriques sur la largeur des raies du spectre). — Société allemande de Physique, séance du 9 décembre 1904.

M. Lilienfeld vient de mettre en évidence, au moyen de l'analyse spectrale, la présence de l'argon renfermé dans l'air atmosphérique. Le tube sans électrodes dont il se servait était excité non pas par l'effluve ordinaire, mais par les oscillations d'un circuit de vibration électrique. Comme le tube spectral était placé en dérivation par rapport à la self-induction du circuit en question, les oscillations pouvaient s'accomplir sans perturbations appréciables, l'énergie traversant le tube étant très petite par rapport à celle du circuit.

S'inspirant de cette expérience, l'auteur s'est proposé d'étudier la structure que prennent les raies spectrales les plus fines sous l'influence de l'excitation par oscillations électriques. Les observations

de plusieurs expérimentateurs faisaient en effet prévoir des modifications générales qui accompagneraient une modification dans la méthode de produire la luminescence. M. Gehrcke s'est servi de plusieurs tubes droits ayant des sections d'environ 1 millimètre de diamètre intérieur. Des couches de feuilles d'étain disposées à l'extérieur servaient d'électrodes ; un circuit vibratoire analogue à celui de M. Lilienfeld et actionné par une bobine d'induction servait comme excitateur, et un spectroscope à interférence, du type indiqué par l'auteur et M. Lummer, était employé dans ces recherches, portant sur les spectres d'hydrogène, d'hélium, de sodium, d'argon et de mercure, et dont voici les résultats : Les raies spectrales, étant plus ou moins bien définies dans le cas d'une effluve ordinaire, s'élargissent d'une façon frappante si l'excitation est due au circuit vibratoire; cet élargissement est maximum dans le cas d'hydrogène.

L'explication qui se présente à l'esprit est que la température du gaz au moment du passage des oscillations subirait une augmentation. En admettant encore que l'élargissement des raies serait dû exclusivement au principe de Doppler, on pourrait calculer une limite inférieure de la température. Les calculs de l'auteur donneraient comme limite inférieure de la température du gaz rendu luminescent sous l'influence des oscillations électriques, une température d'environ 17.000°, température fort élevée en comparaison de celle de la lumière positive dans la décharge lumineuse ordinaire. Aussi paraît-il probable que d'autres causes, telles que la rotation du centre d'émission ou la décomposition de l'atome en sous-atomes, jouent également un rôle dans les phénomènes dont il vient d'être question.

A. GRADENWITZ.

M. E.-MEYER. — Ueber die Durchlässigkeit des Argons für ultra-violette Strahlung (Sur la perméabilité de l'argon relativement aux rayonnements ultra-violets). — Mémoire présenté à la Société allemande de Physique, séance du 9 décembre 1904.

L'auteur se sert d'un appareil identique à celui qu'il vient d'employer dans le cas de l'ozone, et qui d'ailleurs n'est autre que le photomètre photoélectrique indiqué par M. H. Kreussler (*Annalen der Physik*, t. VI, p. 412; 1901). Un tube de verre de $21^{cm},2$ de longueur et de $3^{cm},9$ de diamètre, fermé à ses bouts par des plaques de quartz

d'environ 4 millimètres d'épaisseur, est employé comme tube d'absorption. Après avoir rempli le tube d'un mélange d'argon et d'azote, l'auteur mesure l'extinction du rayonnement en insérant et en retirant à tour de rôle le tube à gaz. Ces résultats font voir que l'argon ne présente aucune absorption appréciable relativement aux rayonnements ultra-violets entre $\lambda = 186\ \mu\mu$ et $\lambda = 300\ \mu\mu$; cette absorption ne saurait dépasser 3,2 0/0 dans les conditions de l'expérience. Comme l'air atmosphérique renferme environ 1 0/0 d'argon, ce dernier ne saurait guère jouer de rôle sensible dans l'absorption des rayons du soleil de courte longueur d'onde. Aussi convient-il d'écarter l'hypothèse de M. Hartly suivant laquelle la substance renfermée dans l'atmosphère et à laquelle est due la fin brusque du spectre solaire pour $\lambda = 293\ \mu\mu$ serait identique à l'argon.

A. Gradenwitz.

D.-C. STEINBERG. — O termoelektriceskom razziadiè (Sur la décharge thermoélectrique). — Mémoire présenté à la Société physico-chimique russe, Saint-Pétersbourg; voir le *Journal* de cette dernière, n° 8; 1904.

L'été dernier, lors de ses recherches sur la conductivité électrique que prend l'air sous l'influence d'un corps échauffé, l'auteur eut l'occasion d'observer un intéressant phénomène qui pourrait s'appeler *décharge thermoélectrique*.

Voici en quoi ce phénomène consiste : l'électricité positive se dégage librement d'un corps solide et chauffé à travers l'air environnant, tandis que ce dernier se montre parfaitement non conducteur vis-à-vis de toute charge négative du corps, toutes les circonstances étant d'ailleurs identiques.

Dans ses recherches, M. Steinberg s'est servi du dispositif suivant : une spirale de fil de platine, reliée à la sphère d'un électroscope ordinaire à feuilles d'or, est chauffée sur une lampe à alcool ou à essence, puis on retire cette dernière, après quoi l'électroscope reçoit immédiatement une charge positive. Après s'être repoussées d'abord, les feuilles retombent très vite (après une demi-seconde ou une seconde). En répétant cette même expérience sur des feuilles d'un électroscope chargées négativement et déviées d'un angle donné, on a vu ces dernières rester immobiles.

Si dans cette même expérience on place un autre électroscope au voisinage du corps échauffé à une distance de 3 ou 7 centimètres,

une partie de la charge positive du premier électroscope se communique à ce dernier à travers l'air. Cette communication se maintient jusqu'à ce que les potentiels des corps échauffés et froids soient devenus à peu près identiques.

Dans une autre expérience, on approchait un corps porté à la chaleur rouge d'un électroscope chargé négativement, le corps chauffé étant relié à la terre de façon à y produire une charge positive par influence. A la distance d'environ 10 à 20 centimètres, les feuilles commencent à retomber, alors qu'à une distance variable entre 3 et 5 centimètres la charge de l'électroscope est annulée.

La charge positive, dans ces mêmes conditions, n'éprouve aucune variation quant à sa grandeur.

Si le corps échauffé est protégé contre l'action de l'induction électrique par un écran consistant en un conducteur mis à la terre, tel que, par exemple, une toile métallique ou même du papier à cigarettes, l'on n'observe aucun effet de décharge. Un disque non conducteur prend dans les mêmes circonstances une charge positive émanant d'un corps échauffé, la chute des feuilles de l'électroscope cessant immédiatement.

Dans une troisième expérience, l'électroscope, étant relié par un fil au corps chauffé, recevait une certaine quantité d'électricité négative à l'approche d'un conducteur ou d'un diélectrique négativement chargé. Lorsqu'on approcha de l'électricité positive, on n'observa aucune charge de l'électroscope.

A. Gradenwitz.

TABLE DES MATIÈRES (*suite*).

FÉVRIER 1906.

TABLE DES MATIÈRES.

FÉVRIER 1906.

(Voir la suite à la page 3.)

Tours. — Imprimerie Deslis Frères.

Le Gérant, J. Deslis.

Ce Recueil paraît chaque mois.

JOURNAL
DE PHYSIQUE
THÉORIQUE ET APPLIQUÉE,

FONDÉ

PAR J.-CH. D'ALMEIDA

ET CONTINUÉ PAR

MM. E. BOUTY, P. CURIE, G. LIPPMANN, E. MASCART,
L. POINCARÉ,

ET

MM. B. BRUNHES, M. LAMOTTE et G. SAGNAC,
adjoints à la rédaction,

AVEC LA COLLABORATION

D'UN GRAND NOMBRE DE PROFESSEURS ET DE PHYSICIENS.

QUATRIÈME SÉRIE.

TOME V. — MARS 1906.

(Clos le 15 Février.)

PARIS,
AU BUREAU DU JOURNAL DE PHYSIQUE,
119 bis, RUE NOTRE-DAME-DES-CHAMPS (6e).

[illegible] concerne la rédaction doit être adressé à M. **Lucien Poincaré**, 130, rue [illegible], à Paris, 6e.
[illegible] qui concerne l'administration (demandes d'abonnements, réclamations, etc.) [illegible] à M. **Sandoz**, rue Notre-Dame-des-Champs, 119 bis, à Paris, 6e.

Par application de la loi du 7 avril 1879, tous les bureaux de poste de France, d'Algérie, de Belgique, de Danemark, de Hollande, d'Italie, de Norvège, de Portugal, de Suède et de Suisse sont autorisés à recevoir les abonnements. Nos lecteurs n'ont qu'à verser la somme de 17 francs pour la France ou 18 francs pour les pays ci-dessus désignés, au nom de M. Sandoz, *Secrétaire du Journal*, 119 *bis*, rue Notre-Dame-des-Champs, à Paris, 6e. Ils n'ont ni lettre ni mandat à envoyer, **ni aucuns frais supplémentaires.**

Le *Journal de Physique théorique et appliquée* paraît chaque mois et forme par an un volume grand in-8° de 40 à 60 feuilles, avec figures dans le texte. Les volumes de la première série, 1872-1881, se vendent séparément 20 francs (sauf l'année 1873 épuisée). Les vingt derniers volumes, 1882-1901, se vendent séparément.................. 15 fr.

Les abonnements sont annuels et partent de janvier

Prix pour un an (12 numéros):

France.. 17 fr.
Etranger...................................... 18 fr.

On s'abonne dans tous les bureaux de poste, au nom de M. SANDOZ, rue Notre-Dame-des-Champs, 119 *bis*, 6e.

Tout ce qui concerne la rédaction doit être adressé à M. Lucien POINCARÉ, 130, rue de Rennes, Paris, 6e.

Tout ce qui concerne l'administration doit être adressé à M. SANDOZ, rue Notre-Dame-des-Champs, 119 *bis*.

La table générale des trois séries (1872-1901) est mise en vente au prix de 10 francs.

AVIS

Désireuse de publier le plus promptement possible des Analyses des Travaux étrangers, la Rédaction prie MM. les Auteurs de vouloir bien lui envoyer désormais deux exemplaires de leurs nouveaux Mémoires.

TABLE DES MATIÈRES (*suite*).

MARS 1906.

CHALEUR DE FUSION ET DENSITÉ DE LA GLACE ;

Par M. A. LEDUC [1].

1. *Chaleur de fusion de la glace.* — La chaleur de fusion de la glace compte parmi les constantes physiques fondamentales qui ne sont encore connues qu'avec une approximation peu satisfaisante. Pour ne parler que des travaux les plus classiques, on sait que les expériences de Bunsen ont conduit à la valeur 80^c,03, tandis que le nombre admis depuis Laprovostaye et Desains, confirmé par Regnault, était 79^c,25.

L'écart entre ces deux nombres atteint sensiblement 1 0/0. Il semblait s'exagérer encore notablement par ce fait que l'unité de Bunsen était plus grande que celle de ses prédécesseurs.

On admettait en effet, il y a quelques années encore, que, comme l'avait trouvé Regnault, la chaleur spécifique de l'eau croissait très lentement de 0° à 20°, et que sa chaleur spécifique moyenne entre 0° et 100° (calorie de Bunsen) était 1,005 en fonction de la calorie à 12°. D'après cela, on pouvait considérer les anciens nombres comme exprimés indifféremment en calories à 0°, à 12° ou à 15°, tandis qu'il fallait multiplier par 1,005 le résultat de Bunsen. C'est ainsi que Bertin [2], analysant l'important mémoire de Bunsen, est conduit au nombre 80^c,43.

Depuis que Rowland a montré l'existence d'un minimum de chaleur spécifique de l'eau, l'étude de la variation de celle-ci a été reprise par divers physiciens : Bartoli et Stracciati, Lüdin, etc.

Dans un rapport présenté au Congrès international de Physique réuni à Paris en 1900, M. Griffiths [3] propose d'admettre, conformément aux expériences de Callendar et Barnes, que la chaleur spécifique moyenne entre 0° et 100° est égale à la chaleur spécifique vraie vers 15° (13°,3 ou 16°, suivant la formule adoptée), et de prendre celle-ci pour unité, qui est en somme celle de Bunsen. La chaleur spécifique à 0° est alors 1,004.

---

[1] Communication faite à la Société française de Physique. Séance du 19 janvier 1906.

[2] *Annales de Chimie et de Physique*, 4e série, t. XXIII, p. 61 et suiv.

[3] Rapport présenté au Congrès international de Physique, réuni à Paris en 1900.

Comparons maintenant les divers résultats envisagés plus haut. Le nombre de Bunsen, $80^c,03$, se trouve exprimé avec notre nouvelle unité, la calorie à 15°.

Dans les expériences de Laprovostaye et Desains, la température du calorimètre passe en moyenne de 24°,4 à 12°,6. La chaleur spécifique moyenne dans cet intervalle étant 0,999, leur résultat se trouve ramené à $79^c,17$. Comme, d'une part, les auteurs eux-mêmes donnent comme limite d'erreur $0^c,3$, et comme d'ailleurs nous ne sommes pas en mesure de faire les corrections résultant de la réduction des températures à l'échelle normale, notre correction est peu intéressante.

L'une des séries de Regnault, que nous estimons comme lui la meilleure, porte sur de la neige prise à une température à peine inférieure à 0° : la neige est sèche, et elle fond rapidement. Cette série a donné $79^c,24$ en fonction de la chaleur spécifique moyenne entre 7° et 16°. Converti en nouvelles unités, ce nombre devient $79^c,29$.

Mais Regnault admet, à défaut de renseignement sur ce point, que la chaleur spécifique de la glace est égale à celle de l'eau. Si cette chaleur spécifique était 0,5, comme on l'a affirmé, il faudrait appliquer une correction de $0^c,2$ (la neige étant prise en moyenne à — 0°,4), ce qui porterait la chaleur de fusion à $79^c,49$. Cette correction est probablement très exagérée.

La deuxième série d'expériences de Regnault, exécutée sur des fragments de glace fondante, lui a donné $79^c,06$. Ce nombre, obtenu à une température moyenne de 16°, ne comporte aucune correction.

En résumé, nous voyons que, par un hasard heureux, la correction omise par Bunsen se trouve être sans importance. L'écart brut entre le résultat obtenu par ce savant et la moyenne de ceux, bien concordants, obtenus par la méthode des mélanges, subsiste sans aggravation appréciable.

Il reste à trouver la cause de cet écart de 1 0/0.

La méthode des mélanges, appliquée dans des conditions variées par des expérimentateurs d'une habileté éprouvée, ne semble pas comporter une erreur aussi importante.

Dans la méthode du calorimètre à glace, la chaleur de fusion est donnée par la formule :

$$\lambda = \frac{Q(u' - u)}{nv},$$

dans laquelle u' et u désignent les volumes spécifiques de la glace et de l'eau, et Q le nombre de calories qui, versées dans le calorimètre, font rétrograder la colonne de n divisions de volume v.

Il est peu probable qu'un expérimentateur tel que Bunsen ait commis une erreur notable sur Q, n et v. Mais on voit immédiatement qu'une erreur très faible sur u' produit une erreur relative très importante sur $(u' - u)$. C'est pourquoi mon attention se porta de préférence sur u', c'est-à-dire sur la densité de la glace.

Or nous verrons tout à l'heure que la masse spécifique de la glace à 0° est 0,9176, au lieu de 0,91674 d'après Bunsen. Son volume spécifique est ainsi 1,0898, au lieu de 1,09082, et, comme le volume spécifique de l'eau à 0° est 1,00013, on a $u' - u = 0{,}0897$, au lieu de 0,09069. En réduisant le résultat de Bunsen dans le rapport de ces deux nombres, on trouve $79^c{,}15$, qui serait, d'après cela, la chaleur de fusion de la glace exprimée en calories à 15°.

Afin de supprimer une décimale complètement illusoire, et tenant compte de ce que les expériences de Regnault conduiraient à un nombre légèrement supérieur, je propose d'admettre :

$$\lambda = 79^c{,}2.$$

II. *Densité de la glace.* — La densité de la glace a été déterminée par un grand nombre de physiciens. Les résultats ont varié entre 0,905 et 0,950.

Parmi les expériences les plus concordantes, il convient de citer celles de Brunner (0,918), de Thomson, de Plucker et Geissler (0,920) et de Louis Dufour (0,914 à 0,922 : moyenne 0,9177). Bunsen, par une méthode fort ingénieuse, a trouvé 0,91674.

La principale difficulté provient de ce que la glace renferme des bulles de gaz, dont l'effet est évidemment d'en diminuer la densité. Or Bunsen déclare avoir réussi à former, dans un tube d'ailleurs assez étroit, de la glace parfaitement transparente et sans bulles.

Je n'ai pas été aussi heureux, malgré tout le soin apporté à cette expérience, et cependant les nombres obtenus ont toujours été supérieurs à 0,9172. Voici comment j'ai opéré.

Un flacon à densités, semblable à ceux employés par Regnault pour les densités de liquides, mais beaucoup plus grand (108 centimètres cubes), est rempli au-dessus du repère d'eau distillée, longuement bouillie et encore très chaude. Je fais bouillir à nouveau cette eau dans le flacon, en faisant progressivement le vide dans celui-

ci au moyen d'une pompe de Fleuss. Puis j'entoure le flacon d'un mélange réfrigérant de glace et sel. Après une surfusion plus ou moins importante, la congélation partielle se produit dans toute la masse.

Je sors alors presque complètement le flacon du mélange réfrigérant, et je réchauffe la partie supérieure : il se produit ainsi une couche de glace au fond du flacon pendant que les aiguilles disparaissent.

Je rétablis la pression atmosphérique au-dessus de l'eau, puis j'enfonce à nouveau le flacon, mais très progressivement, dans un bain d'eau salée entouré par le mélange réfrigérant convenablement entretenu. Au bout de trois à quatre heures, la congélation atteint le repère tracé sur le col capillaire du flacon. J'enlève l'eau qui dépasse ce repère. Il suffit de retirer le flacon du réfrigérant, de le laisser exposé quelque temps à l'air libre, puis de le plonger dans de l'eau légèrement tiédie, pour faire repasser la glace à l'état d'eau à la température ordinaire.

On procède alors à la pesée, avec toutes les précautions d'usage. Toutes corrections faites, je trouve, par exemple, que la masse de glace remplissant le flacon jusqu'au repère est 98gr,9679, à quelques dixièmes de milligramme près, — tandis que la masse d'eau distillée et bouillie qui le remplit pareillement à 0° est 107,8818.

Le quotient de ces deux nombres est 0,91737, et par suite la masse spécifique de cette glace à 0° paraît être 0,91725.

Mais, tandis que la partie solidifiée au début est parfaitement transparente, on voit dans la glace qui s'est formée ensuite des traînées de bulles gazeuses très fines, et même, dans la partie supérieure, des bulles assez grosses pour être distinguées à l'œil nu.

La *densité trouvée est donc de ce chef trop faible*. D'autre part, s'il est bien certain que la couche de glace en formation ne peut être qu'à 0°, il est bien évident que, lorsque la congélation commence au contact de la paroi, la face externe du vase étant plus froide que la face interne, cette dernière est comprimée par les couches extérieures, de sorte que la capacité de l'enveloppe se trouve légèrement réduite, comme si toute l'enveloppe était à une température comprise entre 0° et la température du bain salé. De même, lorsque la couche de glace qui recouvre la paroi a une certaine épaisseur, la température de cette couche varie graduellement de 0° à une température plus ou moins voisine de celle du réfrigérant.

Comme la glace est plus dilatable que le verre, elle tire sur l'enveloppe en même temps qu'elle comprime la couche interne. La diminution de capacité de cette sorte de vase de glace peut atteindre plusieurs dix-millièmes. Notons surtout que la masse de glace remplissant le flacon est *encore diminuée* pour cette cause et que le nombre 0,9172 *ne peut être approché que par défaut.*

Laissant de côté ce dernier point, je me suis attaché à faire disparaître les bulles. A cet effet, après plusieurs modifications qui avaient eu pour effet d'élever le résultat à 0,9174, je me suis arrêté au dispositif suivant.

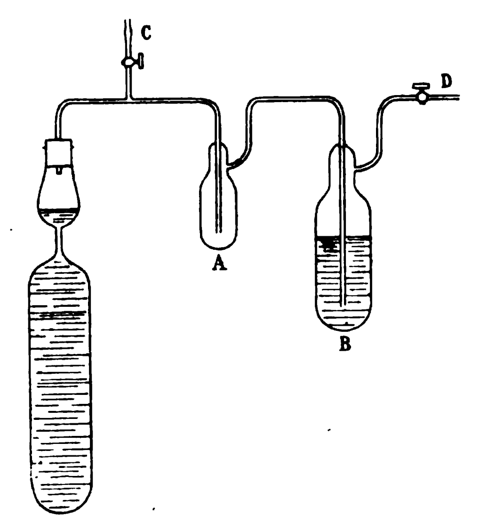


Fig. 1.

J'ai adapté au flacon à densités incomplètement rempli (105 à 106 centimètres cubes d'eau) un bouchon de caoutchouc sur lequel est ajusté un système de deux flacons laveurs de Cloëz A et B, avec tubulure et deux robinets C et D (*fig.* 1). Le flacon B, beaucoup plus grand que A, est garni d'huile de vaseline. Je fais le vide à la fois par C et D, et je chauffe B, de manière à priver l'huile des gaz dissous, par ébullition. L'eau bout aussi ; mais elle se refroidit en même temps, si bien que son ébullition s'arrête bientôt.

Lorsque l'ébullition de l'huile ne se fait plus que par à-coups, je ferme C et je chauffe légèrement le flacon à densités. L'eau bout à nouveau, et la vapeur dégagée vient barboter dans la vaseline.

Après ces préparatifs un peu longs, je provoque la congélation de l'eau comme plus haut, mais dans le vide. De grosses bulles ne tardent pas à se produire. On en provoque le départ au moyen d'un frappeur automatique formé par le marteau d'une forte sonnerie électrique, qui secoue continuellement le support du flacon.

La glace est très bulleuse. Dès que la congélation est terminée, on en provoque la fusion, en ménageant une petite couche au fond du flacon. Puis on recommence la congélation dans les mêmes conditions, c'est-à-dire dans le vide et avec frappeur. Les bulles apparaissent plus tard et sont moins nombreuses.

Enfin, après nouvelle refonte, je procède à une troisième congélation, dans le vide d'abord, avec le concours du frappeur, jusqu'à ce que l'eau remplisse le col capillaire du flacon. Puis je ferme le robinet C et je laisse rentrer l'air atmosphérique en D.

L'huile de vaseline remplit le laveur A, puis la partie du flacon à densités non occupée par l'eau, et cela sans la moindre bulle gazeuse. L'eau se trouve ainsi séparée de l'atmosphère par une colonne d'huile privée de gaz, ayant plus de 60 centimètres de longueur et très étroite pour la majeure partie. Il y a donc peu de chances pour que de l'air puisse venir se dissoudre dans l'eau pendant la congélation.

Néanmoins la glace, formée lentement (cette troisième congélation dure près de six heures), n'est pas encore parfaitement transparente dans la partie supérieure. On y voit une sorte de nébulosité filamenteuse due à des bulles quasi microscopiques, qui commence à apparaître dans l'axe du flacon lorsque les trois quarts environ de l'eau ont été congelés, et s'accentue vers la fin de l'opération.

La masse de glace remplissant le flacon jusqu'au repère est cette fois $98^{gr},9968$, d'où la masse spécifique de la glace : 0,91752.

Une dernière expérience, dans laquelle l'eau a été congelée trois fois dans le vide, a donné le même résultat. La nébulosité n'avait d'ailleurs pas beaucoup diminué. Mais, à en juger par la variation d'aspect d'une expérience à l'autre, je suis porté à croire que sa disparition complète ne modifierait que faiblement la cinquième décimale.

Ainsi que j'ai eu l'occasion de le faire remarquer ailleurs, il faut bien se garder de prendre la moyenne des nombres obtenus, qui augmentent faiblement, mais systématiquement, à mesure que l'expérience se perfectionne.

Le nombre 0,9175 est certainement approché par défaut. Pour tenir compte dans une certaine mesure de l'erreur signalée plus haut, je propose d'admettre 0,9176, qui s'accorde aussi parfaitement que possible avec la moyenne de Louis Dufour : 0,9177.

III. *Analyse des gaz contenus dans l'eau.* — Il résulte de ce qui précède que l'eau bouillie pendant une heure, d'abord sous la pression atmosphérique, puis sous une pression de plus en plus réduite, retient une quantité de gaz capable, en se dégageant pendant la solidification, de fausser la densité de

$$0,9175 - 0,9172 = 0,0003.$$

En admettant que les bulles sont à la pression atmosphérique, il suffit, pour produire cet écart, de $0^{cmc},3$ de gaz par litre d'eau. Mais il y a plus. On a vu que la première moitié environ de la glace formée est parfaitement exempte de bulles. Cela tient à ce que les gaz expulsés pendant la 1re période se dissolvent dans l'eau avoisinante, et c'est seulement lorsque celle-ci en contient une certaine quantité que le gaz commence à se dégager partiellement en bulles, d'abord très ténues, puis de plus en plus grosses.

L'eau qui, à la fin de l'opération, dépasse le repère est donc relativement riche en gaz, et dégagerait, si on la congelait, plus de bulles que la partie sous-jacente. Le volume de gaz retenu par l'eau bouillie et expulsé pendant la congélation peut donc être notablement supérieur à $0^{cmc},3$ par litre.

Dans ses expériences, Bunsen congèle entièrement l'eau qui a longuement bouilli sous la pression atmosphérique. Si l'on admet que la seule cause d'écart entre son nombre et le mien (0,91674 à 0,9176) est celle qui nous occupe, on en conclut que cette eau bouillie retient près d'un centimètre cube de gaz par litre. Pour m'en rendre compte directement, j'ai institué l'expérience suivante.

Un ballon d'un litre et demi environ (*fig.* 2), à peu près rempli d'eau, est fermé par un bouchon de caoutchouc couvert de vaseline, dans les trous duquel passent :

1° Un tube d'un mètre de long, recourbé verticalement et plongeant dans une cuvette à mercure;

2° Un tube C à robinet établissant la communication soit avec une pompe de Fleuss, soit avec une trompe à mercure, par l'intermédiaire de tubes desséchants à acide sulfurique et à anhydride phosphorique.

Le ballon étant entouré de glace, je fais rapidement le vide au moyen de la pompe, jusqu'à produire l'ébullition à 0°. Fermant alors C, je chauffe l'eau jusqu'à 100°, et je continue l'ébullition jusqu'à ce qu'il ait disparu un dixième environ de l'eau du ballon.

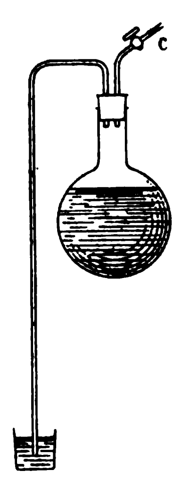


Fig. 2.

Je ramène alors l'eau à 0°, et j'adapte la trompe en C. Lorsqu'elle ne débite plus de gaz en quantité appréciable, j'ouvre le robinet C. Au bout de quelque temps, n'ayant pas recueilli $0^{cmc},1$ de gaz, je referme C. Puis je fais congeler l'eau à peu près comme je l'ai dit plus haut, mais en suppléant au frappeur automatique par des chocs appliqués de temps à autre seulement. De nombreuses bulles se dégagent ; d'autres restent emprisonnées dans la glace. Bien que très grosses, elles ne contiennent guère de gaz. Cependant, bien que j'aie dû mettre fin à l'expérience sans attendre la congélation complète, j'ai pu extraire du ballon, au moyen de la trompe, $0^{cmc},7$ environ de gaz.

Un deuxième essai dans les mêmes conditions n'a pu être mené à bonne fin, le ballon s'étant brisé pendant la solidification.

Quoique cette expérience unique laisse beaucoup à désirer au point de vue quantitatif, et malgré l'intérêt que cela présente au point de vue de l'analyse des gaz dissous par l'eau, je me propose, lorsque j'en aurai le loisir, de porter d'abord mon attention sur la nature des gaz retenus par l'eau longuement bouillie.

Remarque. — Ces observations sont en conformité avec celles que

j'ai eu l'occasion de faire au cours de mes recherches sur les densités de gaz, et notamment du chlore et du protoxyde d'azote.

Lorsque, pour obtenir la densité de ce dernier, on veut opérer sur le gaz extrait du protoxyde liquéfié du commerce, il ne suffit pas de faire bouillir le liquide longuement, mais lentement, pour le débarrasser des gaz qu'il tient en dissolution. En le solidifiant en neige par ébullition rapide, et continuant à faire le vide sur cette neige, on expulse bien plus efficacement, quoique non intégralement, ces gaz : la densité augmente en effet, mais sans atteindre encore celle du protoxyde pur.

SUR LA DÉVIATION D'UN ELLIPSOIDE DIÉLECTRIQUE PLACÉ DISSYMÉTRIQUEMENT DANS UN CHAMP ÉLECTRIQUE HOMOGÈNE : APPLICATION A LA MESURE DU POUVOIR INDUCTEUR SPÉCIFIQUE DE L'EAU;

Par M. F. BEAULARD.

I. — PRÉLIMINAIRES.

Poisson a imaginé, pour expliquer le magnétisme induit, une hypothèse qui a été ensuite transportée à l'étude des phénomènes d'influence électrostatique par Mossotti et adoptée par Faraday dans ses recherches expérimentales ; dans l'hypothèse Poisson-Mossotti, un diélectrique est regardé comme constitué par des particules sphériques égales, de conductibilité parfaite, disséminées dans un milieu isolant parfait. Une portion du diélectrique, prise sous la forme d'une sphère de rayon a, renferme un grand nombre de sphères conductrices de rayon a_1 ; chaque sphère conductrice s'électrise par influence, et prend deux couches électriques superficielles $+\mu$ et $-\mu$ de somme algébrique nulle, et, si l'on suppose ces couches condensées en deux points convenablement choisis, on a un véritable aimant diélectrique équivalent à chaque sphère. On dit que le diélectrique est polarisé. Le moment diélectrique de chaque particule sphérique de volume u est de la forme $u \times q$, q dépendant du degré de polarisation. Si l'on considère un volume dv très grand par rapport aux dimensions des particules, mais infiniment petit par rapport aux dimensions du diélectrique, toutes les particules qu'il renferme auront leurs axes diélectriques sensiblement parallèles, et

le moment diélectrique de l'élément de volume sera la somme des moments des particules; soit $h = \frac{na_1^3}{a^3} = \frac{na_1^3}{dv}$, h représente le rapport du volume occupé par les petites sphères conductrices au volume total de la sphère; le volume des sphères conductrices est donc hdv et le moment diélectrique, égal en général à uq, est ici égal à $hdv \times q = hqdv$. Cet élément de volume dv du diélectrique se comporte pour un point isolé comme un aimant diélectrique infiniment petit; hq représente le moment diélectrique par unité de volume. Poisson néglige l'action mutuelle des particules; l'action réciproque des sphères tend à augmenter l'électrisation parallèlement à la force du champ auquel le diélectrique est soumis, et tend à la diminuer dans une direction normale; on peut donc admettre qu'elle est négligeable (1). Cela revient à supposer que les sphères sont assez éloignées pour ne pas réagir les unes sur les autres; la direction de polarisation électrostatique de chacune d'elles est alors parallèle au champ électrique inducteur et l'action résultante est nulle. Ainsi, si on néglige l'action réciproque des particules conductrices par induction mutuelle, l'axe de polarisation électrostatique coïncide toujours avec la direction de la force du champ; le corps se trouve en équilibre, quelle que soit sa situation relativement aux lignes de force du champ polarisant, et aucun mouvement de rotation ne peut avoir lieu; or l'expérience montre qu'il n'en est rien.

En effet L. Graetz et L. Fömm (2) ont signalé un phénomène de polarisation en contradiction avec l'hypothèse fondamentale de la théorie des diélectriques de Poisson-Mossotti. Un corps (ayant la forme soit d'un barreau, soit d'un disque ou d'un ellipsoïde), placé dans un champ électrostatique uniforme, mais dissymétriquement par rapport aux lignes de force, subit un moment de rotation, qui tend à disposer dans la direction du champ la plus grande dimension du corps. Il faut conclure de cela que les sphères conductrices noyées dans l'isolant parfait ne sont pas à des distances tellement grandes par rapport à leur dimension qu'elles ne puissent réagir : c'est un fait connu depuis les premières recherches de Gilbert sur le magnétisme, qu'un cylindre magnétique, placé dans un champ uniforme, est en équilibre quand l'axe du cylindre est parallèle

(1) Mascart, *Électricité et Magnétisme*, 1re éd., p. 175 et p. 347.
(2) *Wied. Ann.*, t. LIII-IV ; 1894-95.

(équilibre stable) ou perpendiculaire (équilibre instable) à la force du champ. Or il ne suffit pas pour expliquer cette expérience d'admettre que la substance se polarise, en chaque point, parallèlement à la direction du champ, car le barreau devrait être alors en équilibre dans toutes les positions; il faut nécessairement que la polarisation de la masse ne soit pas uniforme; le couple de rotation qui agit sur l'aiguille (placée oblique au champ) est le couple résultant de tous les couples partiels auxquels chaque sphère est soumise, chacun d'eux provenant de la réaction exercée sur chaque sphère par l'ensemble des réactions des autres sphères.

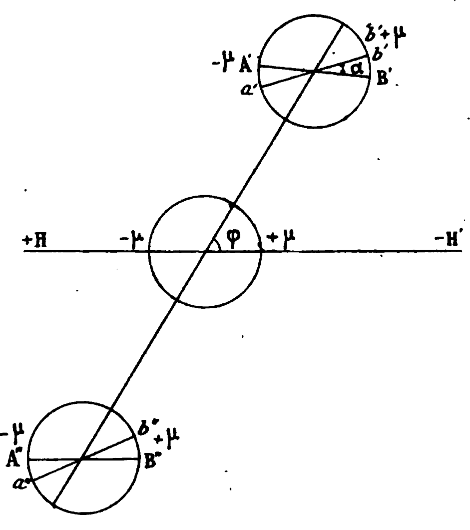


FIG. 1.

Il en est de même dans le phénomène de la polarisation d'un diélectrique; supposons (*fig.* 1) une aiguille oscillante, constituée par une série de sphères conductrices disséminées dans un isolant parfait et placées sur un axe xy faisant avec la direction du champ un angle φ ; les sphères réagissant les unes sur les autres, il est évident que l'électrisation de chacune d'elles est augmentée par les réactions ; les axes d'électrisation de chacune des sphères ne sont dès lors ni parallèles entre eux ni parallèles aux lignes de force du champ. La direction de polarisation de chacune d'elles a lieu suivant des directions qui font avec la direction axiale xy des angles α, α', α'', ..., plus petits que φ et variables d'une sphère à l'autre.

Les sphères conductrices considérées isolément ne sont donc pas en équilibre, chacune d'elles est soumise à un couple partiel ; l'ensemble de tous ces couples donne un couple résultant qui tend à placer l'axe moyen commun du système, c'est-à-dire la direction de l'axe d'électrisation résultant, parallèlement aux lignes de force du champ ; c'est bien le résultat de Graetz et Fömm. Ainsi les masses électriques des particules sphériques réagissent les unes sur les autres, et la direction de l'axe de polarisation résultant, pour un corps dissymétriquement placé dans le champ électrostatique, ne coïncide pas avec la direction de la force, mais se rapproche de l'axe de plus grande susceptibilité de polarisation, qui coïncide en général avec la plus grande dimension du corps ; si le corps est suspendu à un unifilaire ou à un bifilaire, il tourne d'un angle tel que la réaction de torsion équilibre le couple résultant auquel il est soumis.

La constitution du diélectrique d'après les idées de Mossotti-Poisson est donc inexacte ; mais cette hypothèse particulière faite sur la constitution du diélectrique n'est pas nécessaire, et l'on peut rendre compte des phénomènes observés en utilisant la théorie de W. Thomson, indépendante de toute hypothèse sur la constitution du milieu ; il suffit d'admettre qu'une portion quelconque d'un diélectrique est un aimant électrostatique complet défini par la direction de l'axe d'électrisation et par son moment diélectrique ; un diélectrique est alors dit polarisé quand chaque élément de volume de ce milieu présente des propriétés égales et contraires sur deux faces opposées, par rapport à une certaine direction qui est celle de la polarisation.

Chaque élément de volume dv infiniment petit, supposé fictivement retiré de l'ensemble, sans qu'il en résulte aucune modification, se présente comme recouvert de deux couches de glissement, c'est-à-dire de deux nappes égales et de signes contraires $+\mu$ et $-\mu$ que l'on peut supposer concentrées en leurs centres de gravité respectifs distants de dl ; le moment diélectrique de l'élément de volume dv, détaché en un point P du diélectrique, est alors $dm = \mu dl$. On appelle intensité de polarisation au point P, ou simplement polarisation, le moment diélectrique électrostatique par unité de volume, c'est-à-dire :

$$j = \frac{dm}{dv} = \frac{\mu dl}{dv};$$

j correspond au produit hg de Poisson.

Il faut également admettre avec M. Thomson, que la polarisation j dépend seulement de la force électrique qui agit sur l'élément considéré dv et que, au moins, en première approximation, le moment diélectrique d'une sphère élémentaire, ayant l'axe d'électrisation dans la direction de la force, est une grandeur proportionnelle à l'intensité de la force électrique au point considéré, en tenant compte de tous les facteurs qui interviennent pour constituer cette force.

Soit j l'intensité de polarisation au point P du diélectrique et les composantes a, b, c suivant trois axes de coordonnées rectangulaires λ, μ, ν, cosinus directeurs de la direction de la polarisation avec les axes de coordonnées :

$$a = j \cos \lambda,$$
$$b = j \cos \mu,$$
$$c = j \cos \nu.$$

On sait que l'effet de la polarisation peut, dans le cas général d'un corps de forme quelconque, se ramener à une double distribution électrique, une distribution superficielle et une distribution cubique, de densités respectivement égales à σ et à ρ.

Soit j l'intensité de la polarisation en un point P pris sur la surface et θ l'angle de la normale à l'élément superficiel ds avec la direction de polarisation, dont les cosinus directeurs sont λ', μ', ν' ; la densité superficielle σ par unité de surface est donnée par :

$$\sigma = j \cos \theta = a \cos \lambda' + b \cos \mu' + c \cos \nu';$$

la densité superficielle de l'électrisation sur un élément de surface ds est égale à la projection, sur la normale de l'élément de surface considéré, de l'intensité j d'aimantation au même point. Si l'on considère le point P à l'intérieur, et un élément de volume dv, la densité cubique par unité de volume est λ ; elle est définie par :

$$\varphi = -\left(\frac{\partial a}{\partial x} + \frac{\partial b}{\partial y} + \frac{\partial c}{\partial z}\right);$$

c'est-à-dire égale et de signe contraire à la somme des dérivées partielles des composantes de la polarisation au point considéré, dérivées prises par rapport aux trois axes. Un cas important est celui où $\varphi = 0$; c'est le cas où la polarisation est uniforme à l'intérieur du corps, c'est-à-dire où elle est constante en grandeur et en direction dans toute l'étendue du corps ; les dérivées des composantes a, b, c sont nulles en effet ; d'où $\rho = 0$; il n'y a pas de charge électrique

à l'intérieur; il n'y a lieu qu'à considérer la densité superficielle $\sigma = j \cos \theta$.

L'action extérieure du diélectrique polarisé uniformément est alors équivalente à celle exercée par deux couches de glissement, c'est-à-dire par deux couches qui résulteraient de la superposition de deux distributions cubiques d'électricité $+ \varphi$ et $- \varphi$ dans le diélectrique, auxquelles on ferait subir un glissement δ infiniment petit dans le sens de la force électrique polarisante ; tous les éléments de volume étant polarisés parallèlement, le moment diélectrique de l'ensemble est égal à la somme des moments diélectriques élémentaires :

$$dm = j dv, \qquad \mathfrak{m} = \int j dv, \qquad m = jv, \qquad j = \frac{m}{v}.$$

L'intensité de polarisation d'un diélectrique polarisé uniformément est égale au produit du volume par l'intensité j de polarisation constante en grandeur et direction. Pour un élément ds superficiel placé normalement à la direction de la polarisation, on a $\cos \theta = 1$:

$$\sigma_{max} = j,$$

et, pour tout autre élément ds, la densité superficielle est :

$$\sigma = j \cos \theta.$$

C'est la densité qui serait donnée par le plan d'épreuve placé en ce point et retiré normalement. On obtient ainsi deux nappes ayant des masses électriques égales et de signes contraires ; l'action de cette couche remplace non seulement pour les points extérieurs, mais pour les points intérieurs, l'effet de la polarisation élémentaire de tous les éléments.

La loi de distribution étant déterminée par cette condition qu'en deux points voisins pris l'un dans le diélectrique, l'autre à l'extérieur (dans l'air par exemple), la composante normale F'_n et la composante normale à l'extérieur F^e_n sont dans le rapport $\frac{1}{K}$, c'est-à-dire

$$F^i_n = \frac{F^e_n}{K},$$

les considérations précédentes font intervenir la notion de force à l'intérieur du diélectrique, c'est-à-dire de la force exercée sur l'unité d'électricité positive placée au point considéré ; pour placer (fictive-

ment) cette couche, on doit créer une cavité, ce qui fait apparaître sur les parois de la cavité créée une couche d'électrisation superficielle; la force exercée dépend de la forme de la cavité; pour une cavité en forme de fente, parallèle à la direction de la polarisation, les couches créées n'interviennent pas, la force électrique en un point de la fente est la force électrique intérieure, à proprement parler.

La force qui s'exerce en ce point dépend non seulement des masses extérieures, c'est-à-dire du champ primitif φ, mais encore du champ créé par la polarisation qui a pris naissance, ou, ce qui revient au même, du champ créé par les deux couches de glissement, laquelle est toujours de sens contraire au champ primitif et qu'on peut appeler la force dépolarisante; cette dernière est naturellement proportionnelle à la valeur j de la polarisation (supposée constante en grandeur et en direction), de telle sorte que la force résultante intérieure, c'est-à-dire l'intensité réelle du champ polarisant, est de la forme $\varphi - Rj = F_i$, R étant une constante qui dépend de la forme de la surface du diélectrique. Quand la cavité a la forme d'une fente ou d'un disque normal aux lignes de force du champ polarisant, les charges libérées sur les deux faces du disque introduisent sur l'unité d'électricité $+$ placée entre les deux une action égale à $4\pi j$; la valeur de la force en ce point est donc égale à F_i augmenté de $4\pi j$; on donne à cette force le nom d'induction électrostatique :

$$\beta = F_i + 4\pi j.$$

On peut la définir la force totale qui agit dans une fente infiniment mince normale à la polarisation. Les composantes de β sont liées aux composantes de F_i (X_i, Y_i, Z_i) et aux composantes de j (a, b, c) par

$$\left\{\begin{array}{l}\beta_x = X_i + 4\pi a,\\ \beta_y = Y_i + 4\pi b,\\ \beta_z = Z_i + 4\pi c,\end{array}\right.$$

d'où l'on déduit facilement que l'induction électrostatique satisfait à la loi de Laplace. A l'extérieur, elle se confond avec F_i, force polarisante. En chaque point d'un corps isotrope soumis à l'induction électrostatique, la polarisation j est proportionnelle à la résultante F_i de toutes les forces électriques qui s'exercent en ce point et qui

constituent le champ polarisant. On peut poser :

$$j = \chi F_i,$$

où χ est le rapport de la polarisation à l'intensité du champ polarisant; χ est appelé *susceptibilité de polarisation* ou *coefficient de Neumann.*

On a :

$$\beta = F_i + 4\pi j = F_i + 4\pi\chi F_i = (1 + 4\pi\chi) F_i ;$$

si on pose

$$1 + 4\pi\chi = K, \qquad \beta = KF_i ;$$

K est appelé *coefficient de perméabilité diélectrique* ou *pouvoir inducteur spécifique.*

F_i est l'action exercée par le champ primitif et par les couches de glissement en un point intérieur. Nous savons que

$$F_i = \varphi - Rj, \qquad \text{ou} \qquad F_i = \varphi - R\chi F_i, \qquad F_i = \frac{1}{1 + \chi R}\,\varphi.$$

φ, champ polarisant, avant l'introduction du diélectrique ;
F_i, champ polarisant modifié par cette introduction.

Si χ est très faible, F_i diffère peu de φ, sinon F_i peut n'être qu'une fraction insignifiante de φ.

Considérons un corps de surface telle qu'il existe une direction xy satisfaisant à cette condition que la polarisation du corps, suivant cette direction, donne lieu à des couches de glissement capables de produire un champ intérieur uniforme, c'est-à-dire constant en grandeur et dirigé suivant xy; imaginons maintenant qu'on place ce corps dans un champ uniforme d'intensité φ (entre les armatures d'un condensateur) ; les lignes de force du champ χ traversant le corps précisément suivant xy, le corps prendra une polarisation uniforme en grandeur et direction ; en effet, en chaque point du corps, la force polarisante résultante est la somme de la force primitive du champ constant φ, orientée aussi suivant xy, et du champ dépolarisant Rj, constante et orientée aussi suivant xy ; par suite la force résultante $\varphi - Rj = F_i$ est aussi constante en grandeur et en direction, et le champ est resté uniforme ; on sait que cela n'a lieu que si la surface du corps est du second degré ; l'intensité j de la polarisa-

tion est alors :

$j = \chi F_i = \chi [\varphi - Rj]$, ($\chi$, coefficient de susceptibilité de polarisation),

$$j = \frac{\chi}{1 + \chi R} \varphi ;$$

en particulier pour un ellipsoïde polarisé uniformément dans une direction quelconque, les composantes du champ intérieur dépolarisant, parallèlement aux axes de l'ellipsoïde, sont de la forme :

$$-Lj, \qquad -Mj, \qquad -Nj.$$

L, M, N sont des constantes qui dépendent de la grandeur des axes et, pour un ellipsoïde donné, sont connues ; ce sont les dérivées partielles d'une intégrale elliptique définie.

Cherchons l'action exercée par ces mêmes couches de glissement sur un point extérieur, près de la surface ; il suffit de considérer deux points voisins P et P', l'un à l'intérieur, l'autre à l'extérieur, et d'appliquer le théorème de Gauss :

$$-F_i \cos\theta + F_e \cos\theta = 4\pi j \cos\theta,$$

ou

$$F_e = 4\pi j + F_i,$$
$$F_e = 4\pi j + \varphi - Rj,$$
$$F_e = (4\pi - R) j + \varphi.$$

La valeur du champ polarisant en P est donc, à l'intérieur (milieu de pouvoir inducteur spécifique K),

$$F_i = \varphi - Rj$$

et à l'extérieur en P' (milieu de pouvoir inducteur 1) :

$$F_e = \varphi + (4\pi - R) j.$$

Le théorème de la conservation du flux d'induction donne :

$$K [\varphi - Rj] = \varphi + (4\pi - R) j,$$
$$\varphi - Rj = \frac{\varphi + (4\pi - R) j}{K},$$
$$[\varphi - Rj] \cos\theta = \frac{[\varphi + (4\pi - R) j] \cos\theta}{K},$$

ou, en désignant par F_n^i et F_n^e les composantes normales en un point

intérieur et en un point extérieur,

$$F_n{}^i = \frac{F_n{}^e}{K};$$

c'est la condition qui règle la loi de distribution des deux nappes de glissement.

De l'équation on tire :

$$j = \frac{(K-1)\varphi}{4\pi + R(K-1)} = \frac{\frac{K-1}{4\pi}\varphi}{1 + R\frac{K-1}{4\pi}}, \qquad j = \frac{\chi}{1+\chi R}\varphi.$$

La polarisation est, tout compte fait, proportionnelle à la valeur du champ primitif.

De même β s'évalue en fonction de φ :

$$\beta = F_i + 4\pi j = \varphi - Rj + 4\pi j\ (^1)$$
$$\beta = F_i + 4\pi\chi F_i = (1+4\pi\chi)F_i$$
$$\beta = \frac{1+4\pi\chi}{1+\chi R}\varphi.$$

L'équation précédente

$$K[\varphi - Rj] = \varphi + (4\pi - R)j$$

exprime que

$$KF_i = \beta,$$

c'est-à-dire :

$$\beta = F_e.$$

II. — CALCUL DE LA DÉVIATION DU DIÉLECTRIQUE ELLIPSOIDAL PLACÉ DANS LE CHAMP ÉLECTRIQUE, DISSYMÉTRIQUEMENT AUX LIGNES DE FORCE.

Soit un champ électrique homogène (*fig.* 2) produit entre les faces verticales d'un condensateur plan et un ellipsoïde de révolution suspendu par un bifilaire ; les axes ox et oy de l'ellipsoïde sont dans le plan horizontal normal aux armatures ; oz est vertical ; l'ellipsoïde

(1) Hertz interprète cette équation $\beta = F + 4\pi j$ de la manière suivante : si on remplace le diélectrique par l'éther, $K = 1$, ou, comme $K = 1 + 4\pi\chi$; $\chi = 0$ pour l'éther, on a pour l'éther $j = 0$ et $\beta = F_i$.

Dans le cas général, F_i représente la polarisation de l'éther et $4\pi j$ la polarisation de la matière.

est la révolution autour de *ox* et l'axe de révolution *ox* fait un angle θ avec la direction des lignes de force ; *oy* fait alors un angle $\frac{\pi}{2} - \theta$ avec cette même direction.

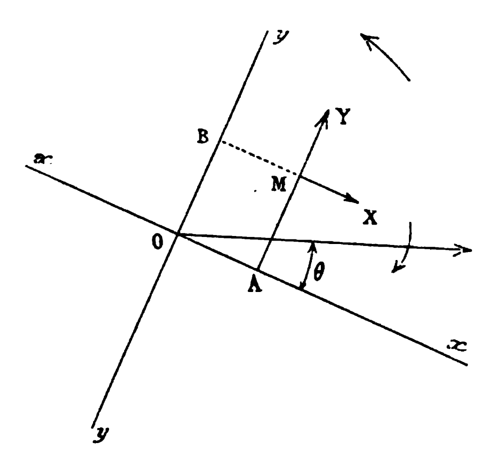


Fig. 2.

Le champ primitif φ est uniforme après l'interposition de l'ellipsoïde, et à l'intérieur celui-ci se polarise uniformément. Soient a, b, c les composantes de la polarisation, c'est-à-dire du moment électrostatique par unité de volume, et X, Y, Z les composantes du champ. On a en général :

$$a = \frac{\chi}{1 + L\chi} X, \qquad b = \frac{\chi}{1 + M\chi} Y, \qquad c = \frac{\chi}{1 + N\chi} Z ;$$

on a également :

$$X = \varphi \cos\theta, \qquad Y = \varphi \sin\theta, \qquad Z = o,$$

d'où

$$a = \frac{\chi\varphi \cos\theta}{1 + L\chi}, \qquad b = \frac{\chi\varphi \sin\theta}{1 + M\chi}, \qquad c = o,$$

et pour le volume total v de l'ellipsoïde, les composantes du moment électrostatique sont :

$$a' = \frac{\chi\varphi v \cos\theta}{1 + L\chi}, \qquad b' = \frac{\chi\varphi v \sin\theta}{1 + M\chi}, \qquad c' = o.$$

Le moment de rotation de l'ellipsoïde autour de Oz est :

$$\mathfrak{M} = Xb' - Ya' = \varphi \cos\theta \frac{\chi\varphi v \sin\theta}{1 + M\chi} - \varphi \sin\theta \frac{\chi\varphi v \cos\theta}{1 + L\chi}.$$

$$\mathfrak{M} = \frac{1}{2} \chi\varphi^2 v \sin 2\theta \left[\frac{1}{1 + M\chi} - \frac{1}{1 + L\chi}\right],$$

$$\mathfrak{M} = \frac{1}{2} \chi\varphi^2 v \sin 2\theta \frac{(L - M)\chi}{[1 + M\chi][1 + L\chi]}.$$

$$\mathfrak{M} = \frac{\chi^2\varphi^2 v (L - M) \sin 2\theta}{2[1 + M\chi][1 + L\chi]}.$$

Telle est l'expression du moment de rotation de l'ellipsoïde autour de son axe vertical oz (qui est l'axe de suspension) quand il est soumis à l'action du champ uniforme φ et qu'il est placé dissymétriquement aux lignes de force; si le grand axe de l'ellipsoïde est ox (qui est l'axe de révolution), l'ellipsoïde tend à tourner, et l'angle θ à diminuer ou à augmenter suivant la position de l'ellipsoïde; dans le cas de la figure, θ tend à diminuer puisque la plus grande dimension tend à se placer le long des lignes de force; θ diminue, ce qui fait naître une réaction de la suspension bifilaire, et il y a équilibre quand le couple de torsion $\tau\alpha$ (τ, constante de la suspension) développé par la rotation de l'angle α équilibre le moment de rotation; l'angle de OX avec les lignes de force est alors $(\theta - \alpha)$, d'où l'équation donnée par Graetz et Fömm :

$$\tau\alpha = \frac{\chi^2\varphi^2 v (L - M) \sin 2(\theta - \alpha)}{2[1 + M\chi][1 + L\chi]}.$$

On mesure la déviation α par la méthode du miroir; la valeur φ du champ uniforme s'obtient par la détermination de la différence de potentiel des armatures et de la distance qui les sépare; τ, le coefficient de torsion, se mesure par les méthodes connues d'oscillation; la formule permet de déterminer χ et, par suite, $K = 1 + 4\pi\chi$. Cette méthode de détermination de K a été employée par Graetz et Fömm (*Wied. Ann.*, t. LIII, 1894, p. 85), ensuite par Lombardi (*Il nuovo Cimento*, 4e série, t. II, 1895, p. 360) en prenant la forme de baguettes ou de disques, et plus tard par R. Fellinger (*Drude's Ann.*, t. VII, 1902, p. 333) pour déterminer les constantes diélectriques des cristaux taillés en plaques convenablement orientées. Il est avantageux de prendre un champ uniforme alternatif; voici pourquoi : les rotations observées peuvent provenir non seulement des actions des charges

des plateaux sur les charges de polarisation, mais encore des actions exercées par les charges des plateaux sur les charges libres que peut posséder le diélectrique avant son introduction dans le champ; il est facile de voir que les premières actions sont proportionnelles à la valeur de l'intensité du champ et à la valeur de la polarisation, et, comme cette dernière est proportionnelle à l'intensité du champ, les actions du premier genre sont proportionnelles au carré de l'intensité du champ ou carré de la différence de potentiel, tandis que les actions du second genre, dépendant du champ et des charges libres, sont simplement proportionnelles à la différence de potentiel; on a donc pour la déviation α :

$$\alpha' = lV + mV^2,$$

et si l'on change le sens de l'électrisation:

$$\alpha'' = -lV + mV^2;$$

l et m sont des constantes qui dépendent soit de l'électricité libre, soit de la polarisation. Si on renverse un grand nombre de fois la différence de potentiel, on obtient une déviation :

$$\alpha = \frac{\alpha' + \alpha''}{2} mV^2.$$

On voit que $m = 0$, c'est-à-dire l'absence de déviation correspond au cas où les actions du premier genre sont nulles.

Pour avoir une déviation α stable, il est évident que les renversements du signe de la charge doivent se succéder à des intervalles de temps plus petits que la durée d'oscillation du système suspendu; cette condition est sûrement réalisée avec les oscillations électriques.

A cet effet j'ai réuni les armatures du condensateur de capacité électrostatique C' aux deux bornes d'une bobine d'induction munie d'un micromètre à étincelle; les fils de jonction, assez longs et parallèles, avaient une self-induction connue L, et l'ensemble constituait un circuit fermé à travers le diélectrique du condensateur; la durée d'oscillation était donnée par :

$$T = 2\pi \sqrt{LC},$$

L et C en unités théoriques électromagnétiques, d'où

$$T = 2\pi \sqrt{L \frac{C'}{V^2}}.$$

$$\lambda = VT = 2\pi \sqrt{LC'},$$

la possibilité de faire varier λ permet donc d'aborder le problème de la dispersion électrique; je n'ai opéré jusqu'ici que pour $\lambda = 50$ mètres. environ. Mes expériences ont été relatives aux liquides et, en particulier, l'eau; d'où la nécessité d'employer un récipient ellipsoïdal en verre à aussi mince que possible, afin de ne pas compliquer les expériences; l'induction étant un phénomène de masse, l'introduction du récipient complique assez peu les résultats obtenus; on doit mesurer à cet effet la déviation α obtenue avec l'ellipsoïde vide, et celle-ci doit être retranchée de la déviation α_1 obtenue avec le récipient plein; la différence $\alpha_1 - \alpha_2 = \alpha$ correspond alors à celle qui entre dans la formule, et qui correspond au liquide seul; cette manière d'opérer est légitime; étant donné que α_1 atteint ou dépasse à peine quelques degrés, on peut appliquer le principe de la superposition de faibles effets. Dans le cas d'un champ électrique uniforme, mais oscillant, il faudra prendre la différence de potentiel efficace, pour calculer la valeur φ du champ; la longueur de l'étincelle au micromètre donne la différence de potentiel maximum V_m; la différence de potentiel efficace s'en déduit:

$$V_e = \frac{V_m}{\sqrt{2}}.$$

L'emploi du verre comme substance constitutive du récipient n'est pas sans inconvénient, à cause de l'hygroscopicité de la substance, et aussi des phénomènes de charge résiduelle; on peut éviter le premier inconvénient en desséchant l'enceinte qui contient le condensateur, et le second en donnant à l'expérience une courte durée, l'angle α est alors déterminé par les premières élongations. Je me propose de recommencer mes expériences avec un ellipsoïde en quartz; on sait, depuis les travaux de Rowland et Nichols [1], que le quartz diélectrique homogène ne présente pas d'hystérésis.

---

[1] *Phil. Mag.*, 8e série, t. XI, p. 414; 1881.

III. — DESCRIPTION DE L'APPAREIL. — RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX.

L'appareil est représenté par la *fig.* 3.

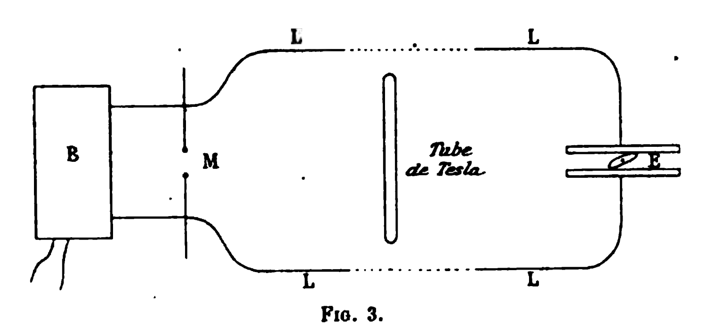


FIG. 3.

Constantes :

Ellipsoïde. — a, $\frac{1}{2}$ axe de révolution.... 2 centimètres

b, $\frac{1}{2}$ petit axe............ 1cm,05

$$e = \sqrt{1 - \frac{b^2}{a^2}} = 0,8511,$$

$$L = 2\pi \left[\frac{1}{e^2} - \frac{1 - e^2}{2e^3} \log \text{nep} \frac{1 + e}{1 - e}\right] = 5,133,$$

$$M = N = 4\pi \left[\frac{1}{e^2} - 1\right] \left[\frac{1}{2e} \log \text{nep} \frac{1 + e}{1 - e} - 1\right] = 2,292.$$

Condensateur. — $2R = D =$ diamètre des plateaux... 155 millimètres
$e =$ distance des plateaux.... 82 —
$\Sigma =$ épaisseur des plateaux... 5mm,1

$$2C' = \frac{R^2}{4e} + \frac{R}{4\pi}\left[-1 + \log \text{nep} \frac{16\pi (e + \Sigma) R}{e^2} + \frac{\Sigma}{e} \log \text{nep} \frac{e + \Sigma}{\Sigma}\right].$$

$$2C' = 37^{cm},392, \qquad C = \frac{C'}{V^2}.$$

Self-induction (*fig.* 4). — Longueur des fils...... 726 centimètres
Section des fils........ 0cm,462

$$L = 4\left[2(m - a - b) + a \log \text{nep} \frac{2ab}{\rho (a + m)} + b \log \text{nep} \frac{2ab}{\rho (b + m)}\right].$$

$$L = 17397,84.$$

Longueur d'onde et période :

$$\lambda = 2\pi \sqrt{LC} = 35^{m},84,$$

période :

$$T = 0,2 \text{ millionième de seconde.}$$

Coefficient de torsion :

$$\tau = 15,795.$$

Angle du miroir et du grand axe de l'ellipsoïde :

$$\theta = 45° \, 20' \, 30''.$$

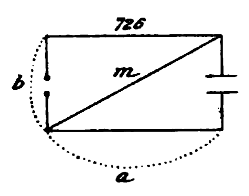


Fig. 4.

Résultats avec l'eau pure, distillée une première fois sur le permanganate de potassium, redistillée et ensuite solidifiée et fondue à cinq reprises différentes :

La déviation d observée quand l'ellipsoïde est vide doit subir une correction, car elle correspond à un bifilaire plus sensible que lorsque l'ellipsoïde est plein d'eau. Il faut donc la réduire à ce qu'elle serait si, l'ellipsoïde étant vide, la mesure était faite sous le même poids, et, par suite, avec la même sensibilité que quand il est plein.

Soient le poids de l'ellipsoïde vide $6^{gr},338$, et le poids de l'eau $6^{gr},701$; en écrivant que les déviations sont en raison inverse du poids du système oscillant, on a pour la déviation réduite d_r :

$$d_r = d \times \frac{6,338}{6,338 + 6,701} = d \times 0,486$$

$$d_r = 19 \times 0,486 = 9,5.$$

La moyenne de plusieurs observations donne $d_{\text{réduit}} = 9,5$. C'est le nombre qu'il faut retrancher de la déviation D qu'on obtient avec l'ellipsoïde plein d'eau.

Voici quelques expériences faites à des jours différents :

Zéro 0	Lecture L	Déviation D	$\Delta = D - 9,5$	$\theta - \alpha$	α	χ	K
770	540	230	220,5	49° 38′ 35″	3° 30′ 35″	0,6299	8,916
666	383	283	273,5	47° 58′ 54″	4° 20′ 40″	0,916	12,513
636,3	369	267,33	257,85	47° 30′ 37″	4° 5′ 47″	0,8289	11,417
651,7	350,3	294,7	285,1	47° 6′ 21″	4° 34′ 24″	0,925	12,623
569	325	244	234,5	46° 26′ 23″	3° 43′ 37″	0,6934	9,714

La moyenne du pouvoir inducteur spécifique de l'eau est à peu près 11,04.

Ce nombre est différent du nombre 80 généralement admis. On trouverait peut-être l'explication de cette divergence dans l'intervention de la capacité de polarisation, qui n'intervient pas dans mes expériences et qui, dans les méthodes d'oscillations fermées sur des condensateurs formant électrodes, peut intervenir pour augmenter le résultat. Il est à remarquer que les travaux de Drude conduisent à admettre, pour de pareilles longueurs d'onde, un affaiblissement de la constante diélectrique.

ORDRE DE GRANDEUR DES FORCES ÉLECTROMOTRICES MISES EN JEU DANS LES ANTENNES RÉCEPTRICES;

Par M. G. TISSOT [1].

L'évaluation des forces électromotrices mises en jeu dans les antennes réceptrices est intéressante à divers points de vue.

D'une part, parce que certains détecteurs (les cohéreurs par exemple) paraissent surtout sensibles à la force électromotrice maximum ou amplitude du potentiel.

La comparaison des effets exercés dans des conditions identiques aux conditions d'emploi, sur les détecteurs de ce type, par des forces électromotrices connues, peut seule permettre une appréciation rationnelle de leurs qualités.

D'autre part, parce que la plupart des dispositifs connus sous les noms de « jiggers » ou « résonateurs » ont pour principal effet de « *ramasser* » l'énergie mise en jeu dans l'antenne en transformant les facteurs de manière à produire une élévation de tension aux bornes du détecteur.

La détermination des forces électromotrices mises en jeu dans ces divers systèmes peut permettre de se rendre un compte exact du « rendement » de la transformation réalisée et d'exercer un choix méthodique entre les dispositifs qu'un empirisme parfois heureux a conduit à adopter :

---

(1) Communication faite à la Société française de Physique, séance du 19 janvier 1906.

1° La détermination de l'intensité efficace à la base d'une antenne réceptrice reliée à la terre permet de calculer l'amplitude du courant quand on connaît les valeurs de la période et de l'amortissement des oscillations dans cette antenne.

S'il s'agit, par exemple, d'une antenne filiforme simple attaquée par une antenne accordée, l'oscillation fondamentale est prépondérante, et l'intensité du courant a la forme :

$$i = i_0 e^{-\gamma \frac{t}{T}} \sin 2\pi \frac{t}{T} \cos \frac{\pi x}{2l},$$

et prend la valeur $i = i_0 e^{-\gamma \frac{t}{T}} \sin 2\pi \frac{t}{T}$ au ventre d'intensité, c'est-à-dire à la base de l'antenne, en désignant par T la période et par γ le décrément de l'oscillation :

La lecture des indications d'un instrument thermique (bolomètre, par exemple) intercalé entre l'antenne et la terre fournit une valeur i_{eff} qui correspond — en régime permanent — à un certain nombre n de trains d'ondes reçus par seconde.

On a sensiblement :

$$i_{eff}^2 = n \int_0^\infty i^2 dt = \frac{i_0^2}{4\gamma} \cdot \frac{4\pi^2}{4\pi^2 + \gamma^2} n\mathrm{T}.$$

On peut obtenir une relation immédiate entre l'amplitude du courant à la base de l'antenne et l'amplitude du potentiel au sommet en évaluant de deux manières différentes l'énergie mise en jeu dans le système.

L'énergie électrique a pour expression :

$$\mathrm{W} = \frac{1}{4} \mathrm{C} \mathrm{V}_0^2,$$

si l'on désigne par V_0 l'amplitude du potentiel et par C la capacité du système (constitué par l'antenne et son *image*).

L'introduction du facteur $\frac{1}{2}$ résulte de la distribution solénoïdale des tensions le long de l'antenne (supposée filiforme).

L'évaluation de l'énergie magnétique s'obtient en intégrant l'expression $\frac{1}{2} \mathrm{L} i^2$ de l'énergie d'un élément de courant pour toute

l'antenne, et fournit la valeur

$$W = \frac{1}{4} L i_0^2,$$

où i_0 représente l'amplitude du courant à la base, et L le coefficient de self-induction pour un courant superficiel *homogène* (pour l'antenne et son image).

L'identification des deux expressions de l'énergie donne :

$$V_0 = i_0 \sqrt{\frac{L}{C}},$$

soit numériquement :

$$V_0 \text{ en U. E. S.} = \frac{\sqrt{L \text{ en U. E. M.}}}{\sqrt{C \text{ en U. E. S.}}} \times i_0 \text{ en U. E. M.}$$

D'ailleurs, pour une antenne filiforme de longueur l, c'est-à-dire pour un conducteur de longueur $2l$ (antenne et image) et de rayon r, on a sensiblement :

$$C = \frac{2l}{2L\frac{2l}{r}} \text{ en U. E. S.}$$

Et $L = 4l \left\{ L\frac{4l}{r} - 1 \right\}$ ou sensiblement $L = 2l \,.\, 2L\frac{2l}{r}$ en U. E. M.

Soit $\sqrt{\frac{L}{C}} = 2L\frac{2l}{r}$, au même degré d'approximation que $CL = 4l^2$, c'est-à-dire :

$$V_0 \text{ en U. E. S.} = 2L\frac{2l}{r}\, i_0 \text{ en U. E. M.}$$

D'ailleurs, de même que l'on a l'amplitude du courant et l'intensité efficace au ventre d'intensité (terre) :

$$i_{eff}^2 = \frac{i_0^2}{4\gamma}\,\frac{4\pi^2}{4\pi^2 + \gamma^2}\, nT,$$

on a aussi la relation

$$V_{eff}^2 = \frac{V_0^2}{4\gamma} \cdot \frac{4\pi^2}{4\pi^2 + \gamma^2}\, nT$$

entre l'amplitude du potentiel et la force électromotrice efficace au ventre de tension (sommet).

Et par suite :

$$V_{eff} \text{ en U. E. S.} = 2L \frac{2l}{r} i_{eff} \text{ en U. E. M.}$$

2° Voici, par exemple, les valeurs numériques que l'on obtient en partant des intensités efficaces relevées sur des antennes filiformes simples.

Les observations se rapportent à des postes situés à différentes distances : on les a ramenées à la distance uniforme de 1 kilomètre.

Antennes d'émission et de réception identiques de 50 mètres de longueur et de $0^{cm},4$ de diamètre; — émissions par étincelles de 5 centimètres; — nombre d'interruptions $n = 20$ par seconde; — intensité efficace (au bolomètre dans l'antenne réceptrice) :

$i_{eff} = 2{,}70.10^{-3}$ ampère;
$l = 5 \,.\, 10^3$ centimètres;
$r = 0^{cm},2$;
$T = 0{,}65 \,.\, 10^{-6}$;
$\gamma = 0{,}4$ (moyenne des décréments des oscillations dans les antennes d'émission et de réception).

$$\begin{cases} V_{eff} \text{ calculé} = 1{,}75 \text{ volt;} \\ V_0 \text{ calculé} = 610 \text{ volts.} \end{cases}$$

Antennes d'émission et de réception identiques de 56 mètres de longueur et de $0^{cm},4$ de diamètre; — émissions par étincelles de 5 centimètres; — nombre d'interruptions $n = 30$ par seconde.

$l = 5{,}6 \,.\, 10^3$ centimètres;
$r = 0^{m},2$;
$T = 0{,}8 \,.\, 10^{-6}$;
$\gamma = 0{,}4$ (moyenne des décréments des oscillations dans les antennes d'émission et de réception).

On a trouvé $i_{eff} — 3{,}8 \,.\, 10^{-3}$ ampère (au bolomètre dans l'antenne réceptrice).

$$\begin{cases} V_{eff} \text{ calculé} = 2{,}5 \text{ volts;} \\ V_0 \text{ calculé} = 645 \text{ volts.} \end{cases}$$

3° Les calculs précédents ne peuvent évidemment prétendre qu'à une première approximation. Néanmoins, l'ordre de grandeur indiqué doit permettre d'aborder la mesure directe par les méthodes électrométriques ordinaires.

Le contrôle que je me suis proposé de faire paraît à première vue

présenter quelques difficultés, car il s'agit d'opérer une mesure au sommet d'une antenne reliée au sol à la base.

La disposition particulière du poste récepteur choisi a permis de réaliser très approximativement les conditions voulues.

Ce poste se trouve situé au pied d'un tertre d'une quinzaine de mètres de hauteur sur lequel est établi le mât support d'antenne.

Avec un conducteur coudé présentant une projection verticale d'une trentaine de mètres, on peut obtenir une antenne accordée dont le sommet soit accessible.

Il suffit, en effet, de donner une légère courbure à la portion supérieure de l'antenne pour en amener le sommet à la hauteur de la fenêtre d'une maison bâtie sur le tertre.

L'extrémité de l'antenne pénètre par la fenêtre et est reliée à l'aiguille (et à l'une des paires de quadrants) d'un électromètre installé à un étage supérieur.

L'autre paire de quadrants est reliée, par l'intermédiaire d'un condensateur de capacité notable (2 microfarads), à une terre auxiliaire constituée par une dizaine de mètres carrés de toile métallique étendue sur le sol de la maison, c'est-à-dire au sommet du tertre.

Dans une première série d'expériences, on a dû faire usage, comme antenne d'émission, d'une antenne multiple à quatre branches parallèles, de 54 mètres de longueur.

L'antenne réceptrice *simple*, accordée, présentait une longueur totale de 70 mètres et une projection verticale de 32 mètres.

Un électromètre Mascart du modèle courant peut suffire à l'observation, à condition de le régler à la plus grande sensibilité possible.

On amenait, par exemple, l'électromètre à donner une déviation de 80 divisions pour une force électromotrice de 10 volts (continue), c'est-à-dire pour 10 volts efficaces.

La durée des oscillations de l'équipage étant relativement longue, on prolongeait les émissions pendant trente secondes pour obtenir en régime permanent, sous l'action des ondes, une déviation fixe du spot.

Une série d'une vingtaine d'émissions a donné des déviations parfaitement constantes et comprises entre 16 et 18 divisions.

Ce qui correspond à une force électromotrice efficace de $4^v,6$.

L'intensité efficace relevée au bolomètre, à la base de l'antenne réceptrice, était :

$$i_{eff} = 5,7 \,.\, 10^{-3} \text{ ampère.}$$

Comme on a ici :

$$l = 7 \,.\, 10^3 \text{ centimètres,}$$
$$r = 0^{cm},2,$$

$$2L \frac{2l}{r} = 22,2.$$

Et V_{eff} (calculé) $= 3^v,8$.

Les valeurs obtenues sont bien du même ordre de grandeur.

La différence peut être attribuée, pour une part, à l'effet des harmoniques.

Elle provient aussi du fait que l'intensité efficace relevée correspond nécessairement au cas où le bolomètre, c'est-à-dire où une résistance de $17^{\omega},5$, se trouve intercalé entre l'antenne et la terre, tandis que la valeur qui devrait figurer dans le calcul est celle du courant dans l'antenne supposée directement reliée à la terre.

La valeur que fournit la mesure est plus faible que la valeur que donnerait un instrument de résistance négligeable.

On peut se rendre compte de l'influence exercée par la résistance de l'instrument de mesure en intercalant en série avec le bolomètre, c'est-à-dire entre l'antenne et la terre, des résistances non inductives croissantes.

On trouve ainsi que l'intensité peut être exprimée d'une manière fort approchée en fonction de la résistance variable par une relation de forme simple.

Sans insister pour l'instant sur l'interprétation qui peut en être donnée, et sur laquelle je reviendrai ultérieurement, on peut noter le point suivant :

En portant en abscisses les résistances et en ordonnées les valeurs du courant, on obtient une courbe d'*allure* hyperbolique qui coupe l'axe des Y en un point dont l'ordonnée représente vraisemblablement la valeur qué fournirait la mesure du courant si le bolomètre avait une résistance nulle.

Dans l'expérience précédente, cette valeur serait égale à $6,6 \,.\, 10^{-3}$ ampère.

Et donnerait pour la force électromotrice efficace au sommet :

$$V_{eff} = \frac{22,2 \,.\, 6,6 \,.\, 3 \,.\, 10^2}{10^4} = 4,4 \text{ volts,}$$

valeur qui concorde parfaitement avec celle qui a été obtenue par mesure électrométrique directe, qui est de 4,6 volts (1).

4° On sait qu'en pratique on procède en général dans les réceptions sur cohéreurs par « système indirect ». C'est-à-dire que l'antenne agit par induction (à la base) sur un enroulement secondaire dont les extrémités sont reliées au cohéreur.

La mesure des forces électromotrices efficaces aux extrémités de pareils enroulements peut aussi être opérée à l'électromètre.

Les valeurs que nous avons obtenues sont évidemment assez variables, selon le type d'enroulement adopté et le rapport qui existe entre le nombre de tours des deux circuits.

Sans insister sur les relations générales que fournissent ces mesures, nous indiquerons seulement que les forces électromotrices efficaces qui correspondent dans chaque cas aux conditions les plus favorables de réception pour un montage donné sont du *même ordre de grandeur* que celles qui ont été données ci-dessus.

(Soit 4 à 5 volts à la distance de 1 kilomètre pour des systèmes en résonance ; — étincelles de 5 centimètres ; — 25 à 30 trains par seconde.)

Nous reviendrons ultérieurement sur les conséquences qui en résultent au point de vue du fonctionnement des cohéreurs à distance.

PROCEEDINGS OF THE ROYAL SOCIETY ;

T. LXXIV.

W.-N. SHAW. — On the General circulation of the Atmosphere in middle and higher Latitudes (Sur la circulation générale de l'atmosphère aux latitudes moyennes et élevées). — P. 20-30.

L'auteur a étudié la distribution des isobares au niveau de la mer

(1) Une expérience ultérieure exécutée avec deux antennes simples identiques de 55 mètres de longueur, à la distance de 1 kilomètre, a donné :

étincelles de 5 centimètres à l'émission — 30 trains par seconde ;

intensité à la base de l'antenne réceptrice (mesurée au bolomètre) :

$$i_{eff} = 2,7 \cdot 10^{-3} \text{ ampère.}$$

D'où

$$V_{eff} \text{ (calculé)} = 1^v,75 ;$$

force électromotrice efficace au sommet de l'antenne réceptrice (mesurée à l'électromètre) :

$$V_{eff} = 1^v,85.$$

L'accord est aussi satisfaisant que possible.

et à 4000 mètres d'altitude pendant toute la durée du mois de janvier 1904. Le principal résultat de cette étude intéressante au point de vue météorologique, c'est que la distribution des lignes d'égale pression montre une circulation atmosphérique qui se fait, dans les couches inférieures, de l'est à l'ouest, autour de l'axe polaire. Les lignes de direction sont les mêmes que celles de la circulation dans les couches supérieures, mais dans celles-ci le sens de la circulation est inverse.

W. CROOKES. — On the Action of Radium Emanations on Diamond (Action des émanations du radium sur le diamant). — P. 47-49.

Les rayons β (électrons) produisent un noircissement superficiel, convertissant la surface en graphite d'une manière analogue — mais moins intense — aux électrons du faisceau cathodique. Il y a en outre un changement de coloration (du jaune au bleu vert pâle) qu'il est difficile d'expliquer, car on se trouve en présence d'émanations qui sont arrêtées par la plus mince couche de matière solide, même par une feuille de papier. L'auteur pense qu'on a affaire à un effet secondaire. En présence du radium, le diamant est très phosphorescent; cet état constant de vibration, dans lequel le diamant peut rester pendant plusieurs semaines, peut produire une modification interne qui se manifeste par un changement de couleur.

A. MALLOCK. — On a direct Method of measuring the Coefficient of Volume Elasticity of Metals (Sur une méthode de mesure directe du coefficient d'élasticité de volume des métaux). — P. 50-52.

Quand un long cylindre circulaire est soumis à l'action de la pression d'un fluide intérieur, si les parois sont très minces en comparaison du diamètre du cylindre, on démontre que la variation de longueur du cylindre dépend uniquement du coefficient d'élasticité de volume. Si K désigne ce coefficient d'élasticité, P la pression du fluide sur une des faces du cylindre, r le rayon, t l'épaisseur de la paroi et e la variation de longueur, on a la relation :

$$K = \frac{Pr^2}{6t \cdot e}.$$

La variation de longueur du cylindre est mesurée au microscope.

L'auteur a employé cette méthode pour l'acier, le laiton et le cuivre.

Il a obtenu les résultats suivants :

Acier	$K = 18,41 \times 10^{11}$
Laiton.......	$K = 10,85$ à $10,02 \times 10^{11}$
Cuivre.......	$K = 16,84 \times 10^{11}$

N. LOCKYER. — On the Relation between the Spectra of Sunspots and Stars (Relation entre les spectres des taches solaires et des étoiles). — P. 53-54.

Dans un mémoire précédent (1) sur la classification chimique des étoiles, l'auteur suggéra que les genres qu'il avait trouvés pourraient ultérieurement se diviser en espèces. Au cours de recherches plus recentes, il a mis à l'épreuve la classification thermique en comparant les intensités relatives des extrémités rouges et ultra-violettes des spectres d'étoiles situés sur divers horizons de la courbe de température, y compris Capella et Arcturus, qui appartiennent au type « arcturien ». Il a trouvé que le spectre de Capella s'étend plus loin dans l'ultra-violet que le spectre d'Arcturus, tandis que la portion rouge du spectre est plus étendue chez cette dernière étoile. Cela revient à dire que la température d'Arcturus est probablement de beaucoup inférieure à celle de Capella.

L'auteur recherche ensuite si un changement chimique accompagne cette réduction de température et, dans l'affirmative, si ce changement a quelque relation avec le passage du spectre de la photosphère à celui des taches solaires. En comparant, à cet effet, les spectres pris avec une chambre prismatique Henry de 6 pouces, on remarque que certaines raies sont relativement intensifiées en passant du spectre de Capella à celui d'Arcturus. L'auteur arrive aux conclusions suivantes :

1° Les absorptions de raies de Capella et du Soleil sont pratiquement identiques;

2° Bien que, en général, les mêmes raies se trouvent dans le spectre du Soleil et d'Arcturus, cependant, dans ce dernier, un grand nombre de raies sont relativement plus intenses que dans le premier. En outre, dans la grande majorité de ces cas, les raies ainsi intensifiées sont probablement dues au vanadium et au titane.

(1) *Proceed. Roy. Soc.*, t. LXV, p. 191 et *Journal de Phys.*, 4e série, t. IV, p. 280 ; 1905.

On reconnaît ainsi que, tandis que la classification thermique place certainement Arcturus à un niveau de température inférieur à celui de Capella, et, par conséquent, du Soleil, l'étude des absorptions de raies d'Arcturus et des taches solaires indique que la température de l'atmosphère absorbante des étoiles arcturiennes est à peu près la même que celle du noyau de la tache solaire. Cette conclusion justifie les idées de de La Rue, Stewart et Lœwy, d'après lesquels les taches sont produites par la descente d'une matière plus froide.

On peut aussi mentionner l'hypothèse de Hale [1] d'après laquelle, puisque les raies qui sont élargies dans les taches solaires paraissent comme des raies fortes et sombres dans les étoiles « Pisciennes », l'effet peut être produit par ce fait que les taches solaires sont plus nombreuses dans de telles étoiles. D'après ce qui précède, il semble plus probable que ces raies sont intensifiées dans les taches solaires et renforcées dans les étoiles placées à des niveaux de température inférieurs à celui du Soleil, parce que les conditions générales de la température sont semblables.

Cela revient à dire que la chute de température éprouvée par les vapeurs métalliques en passant de la photosphère au noyau de la tache est du même ordre que celle à laquelle est soumise une atmosphère absorbante en passant des conditions de température de Capella ou du Soleil à celles d'Arcturus ou des étoiles à température inférieure.

S. BIDWELL. — On the magnetic Changes of Length in annealed Rods of Cobalt and Nickel (Sur les changements magnétiques de longueur dans les tiges recuites de cobalt et de nickel). — P. 60-63.

L'auteur a décrit dans un mémoire antérieur [2] les variations magnétiques de longueur dans le fer recuit. Lorsqu'on soumet un fil de fer ordinaire à un champ longitudinal augmentant graduellement à partir d'une faible valeur, il s'allonge d'abord, puis reprend sa longueur initiale et finalement devient plus court que lorsqu'il n'était pas aimanté. Dans le fer non recuit, l'extension maximum est plus petite et la contraction commence pour un champ plus faible ; la courbe du changement de longueur s'abaisse. Pour un échantillon

---

(1) *The Decennial Publications*, Chicago University, 1903.

(2) *Proceed. of the Roy. Soc.*, t. LV, p. 228.

tout à fait bien recuit, la contraction commence pour un champ très faible, sans aucune extension préalable.

Des expériences semblables ont été effectuées avec le cobalt et le nickel. Le cobalt, dans les conditions ordinaires, se comporte contrairement au fer, c'est-à-dire qu'il se contracte dans les champs faibles et s'allonge dans les champs forts. L'auteur a trouvé qu'une tige de cobalt fondu, bien recuite, se contracte uniformément dans les champs allant jusqu'à 1.360 gauss (le plus élevé que l'on ait atteint) ; la courbe de contraction est une ligne droite. Ceci confirme les observations faites par MM. Honda et Shimizu au Japon, en 1903. Cependant, avec un échantillon de cobalt laminé, la courbe du changement de longueur garde sa forme générale, mais est considérablement abaissée. Dans un champ de 1.750 gauss, la partie ascendante est toujours au-dessous de l'axe des champs magnétiques et lui est presque parallèle. Il est probable qu'il n'y aura jamais aucun allongement, quelle que soit l'intensité du champ.

L'effet le plus remarquable du recuit sur la courbe de contraction du nickel est une augmentation dans la rapidité de la descente, qui est peut-être due simplement à une plus grande susceptibilité magnétique.

En résumé, il est prouvé que les spécimens bien recuits de fer, de cobalt et de nickel subissent tous une contraction lorsqu'ils sont aimantés longitudinalement.

A.-E.-H. LOVE. — The advancing Front of the Train of Waves emitted by a theoretical Hertzian Oscillator (Le front progressif du train d'ondes émis par un oscillateur hertzien théorique). — P. 73-83.

L'auteur donne une solution simplifiée des conditions de continuité qu'il a établies antérieurement [1] pour la surface frontale d'une perturbation électromagnétique progressive dans un milieu homogène et indéfini. Il montre comment les équations du champ d'un oscillateur de Hertz idéal au repos doivent être modifiées. Avant le commencement de la décharge, il existe le champ électrostatique d'un doublet de moment B. Au moment de l'étincelle, il se propage un champ qui dérive, comme on le sait, de la fonction :

$$Ae^{-\frac{r}{\lambda}(ct-r)} \sin\frac{2\pi}{\lambda}(ct-r-\varepsilon),$$

[1] *Proc. Math. Soc.*, 2e série, t. I, p. 37 ; 1903.

dans laquelle les symboles ont les significations bien connues. Les conditions de continuité à la surface frontale de l'onde fournissent alors les deux équations :

$$\text{tang}\frac{2\pi\varepsilon}{\lambda} = \frac{2\pi}{v} \qquad \text{et} \qquad \text{A} \sin\frac{2\pi\varepsilon}{\lambda} = \text{B}.$$

La constante de phase ε est par conséquent liée au facteur d'amortissement v, et le rapport du moment dynamique A du doublet à son moment statique B est toujours plus grand que l'unité.

Les figures représentatives des lignes de force de Pearson et Lee ([1]) doivent également être modifiées. L'auteur a résolu complètement le problème pour $v = 0,4$ et a en outre représenté graphiquement le rapport des intensités des ondes électriques au voisinage de la surface de l'onde après 2, 3 et 13 périodes.

CH. DE WATTEVILLE. — On Flame Spectra (Sur les spectres de flammes). P. 84-86.

L'auteur a employé la méthode de M. Gouy ([2]). Les raies obtenues par cette méthode sont beaucoup plus nombreuses. En outre, les spectres de flammes s'étendent suffisamment loin dans l'ultra-violet pour permettre d'observer la raie 2.194 de l'étain.

En règle générale, les raies qu'on trouve dans le spectre de flamme sont celles qui sont les plus fortes dans le spectre de l'arc.

On ne voit jamais de raies caractéristiques du spectre d'étincelles dans le spectre de flamme. Il y a une ressemblance frappante entre les spectres de flammes du fer, du nickel et du cobalt et le spectre de l'étincelle oscillante des mêmes métaux dans la région comprise entre 4300 et 2700 U. A. Dans l'ultra-violet, le spectre de flamme semble s'effacer un peu plus rapidement que celui de l'étincelle oscillante, mais il est probable que cette différence serait diminuée en prolongeant la durée de l'exposition, puisque ce sont naturellement les radiations de plus courte longueur d'onde qui sont les plus absorbées par les différents milieux. Il est très probable que cette similitude entre ces deux spectres est une question de température. D'un côté, l'augmentation du nombre des raies du spectre de

---

([1]) *Phil. Trans.*, A., t. CXCIII ; 1900.

([2]) *Ann. de Chim. et de Phys.*, 5e série, t. XVIII ; 1879.

flamme obtenu par l'emploi du vaporisateur peut être attribuée au fait que les régions les plus chaudes de la flamme participent à la production du phénomène, et, d'un autre côté, la diminution du nombre des raies du spectre d'étincelle lorsque l'étincelle devient oscillante est probablement due à une diminution de sa température.

H.-E. ARMSTRONG. — The Retardation of Combustion by Oxygen (Retard de combustion par l'oxygène). — P. 86-89.

H.-B. Dixon a montré que, dans des mélanges variés d'oxygène et d'hydrogène, la vitesse de combustion diminue lorsque la proportion d'oxygène augmente. L'explication de ce phénomène, en apparence paradoxal, doit être recherchée dans le fait que l'action de l'eau (qui, d'après d'autres recherches, est le catalyseur effectif dans cette réaction) est en grande partie annihilée, en présence d'un excès d'oxygène, par suite de la formation de peroxyde d'hydrogène qui, étant stable aux hautes températures, n'agit pas comme oxydant. Au contraire, quand l'hydrogène est en excès, il provoque la dissociation du peroxyde en rendant l'eau à son rôle de catalyseur.

N. LOCKYER et W. LOCKYER. — A probable Cause of the yearly Variation of magnetic Storms and Aurora (Cause probable de la variation annuelle des tempêtes magnétiques et des aurores). — P. 90-95.

Les auteurs énoncent les conclusions suivantes de leurs observations :

1° La variation par saison dans la fréquence des tempêtes magnétiques et des aurores dépend des positions de l'axe du Soleil par rapport à la Terre ;

2° Les époques de la plus grande inclinaison de l'axe solaire sur la Terre ou, en d'autres termes, de la plus grande exposition des régions polaires solaires N. ou S. vis-à-vis de la Terre pendant l'année, correspondent aux époques de la plus grande fréquence des tempêtes magnétiques et des aurores ;

3° Les époques (groupes d'années) où les régions polaires du Soleil sont le plus troublées coïncident avec celles où l'excès de la fréquence équinoxiale des tempêtes magnétiques sur la fréquence solsticiale est maximum.

E.-P. PERMAN et G.-A.-S. ATKINSON. — The Decomposition of Ammonia by Heat (Décomposition de l'ammoniaque par la chaleur). — P. 110-117.

Le gaz ammoniac est chauffé dans un ballon de porcelaine placé dans un four à moufle. On lit à intervalles égaux la pression totale de l'ammoniaque et des produits de décomposition au moyen d'un manomètre à mercure, le volume étant maintenu constant. La température est mesurée au moyen d'un pyromètre de Callendar-Griffiths, et on la maintient constante à 1° ou 2° près. Dans les diverses expériences, cette température a varié de 677° à 1.111°.

A la fin de chaque expérience, on élève la température jusqu'à 1100° environ et on la maintient à ce point jusqu'à ce que la décomposition de l'ammoniaque soit complète. On lit de nouveau la pression et, d'après elle, on calcule la pression initiale de l'ammoniaque dans le ballon.

La décomposition ultime de l'ammoniaque est représentée par l'équation

$$2AzH^3 = Az^2 + 3H^2.$$

Si p_1 représente la pression de l'ammoniaque à un instant quelconque de la décomposition, p_1', celle de l'azote et p_2' celle de l'hydrogène, P la pression totale au même instant, p^0 la pression initiale de l'ammoniaque, on a :

$$P = p_1 + p_1' + p_2'$$
$$p_2' = 3p_1'$$
$$p_1' + p_2' = 2(p_0 - p_1).$$

On en déduit :

$$p_1 = 2p_0 - P,$$

c'est-à-dire que la pression de l'ammoniaque à un instant quelconque est égale au double de la pression initiale diminuée de la pression totale au moment de l'observation. Les expériences fournissent les valeurs de P, $2p_0$ et par conséquent $2p^0 - P$. De ces valeurs on peut déduire $\frac{\Delta P}{\Delta t} = \frac{dP}{dt}$ approximativement, et, comme $\frac{dP}{dt} = \frac{dp_1}{dt}$, on connaît la vitesse du changement de pression de l'ammoniaque pour diverses pressions. Les auteurs ont tracé les courbes représentant les résultats et ont ainsi trouvé que :

1° Aux températures élevées, les courbes représentant la variation de la vitesse avec la pression sont des lignes droites ;

2° Ces courbes se dirigent toutes vers l'origine.

Elles deviennent plus abruptes lorsque certains métaux (mercure, fer ou platine) sont présents dans le ballon.

Voici les principales déductions que l'on peut tirer de ces expériences :

a) La décomposition est mono-moléculaire ;

b) Elle est pratiquement (sinon complètement) irréversible ;

c) Le degré de décomposition est fortement accru par la présence de certains métaux.

Les auteurs ont fait également quelques expériences pour voir l'effet d'un changement soudain de pression sur le degré de décomposition. Les résultats confirment la conclusion que la réaction est mono-moléculaire.

L'irréversibilité de la réaction est aussi confirmée par ce fait qu'en faisant passer de l'azote et de l'hydrogène à travers un tube de verre chauffé au rouge et contenant de la porcelaine, il ne se produit aucune trace d'ammoniaque.

H. KNAPMAN. — An Experiment illustrating harmonic Undertones (Expériences illustrant les harmoniques inférieures). — P. 118-120.

Si l'on appuie un diapason en vibration contre un objet léger, cet objet peut suivre les vibrations du diapason lorsque le contact est continu. On touche donc avec un diapason un morceau de papier équilibré légèrement. Avec une faible pression, on peut interrompre le contact pendant une partie de chaque vibration et le papier donne une note qui ressemble à celle d'une corde de violon dans laquelle les harmoniques supérieures sont fortes. Avec une pression moindre on peut établir le contact seulement avec une vibration du diapason sur deux ; alors le papier donne une note située un octave au-dessous de celle du diapason. De même, le contact pour une vibration du diapason sur trois donne la douzième note inférieure et ainsi de suite. On a ainsi les harmoniques inférieures et, avec un diapason convenable, on peut facilement en rendre perceptibles dix et plus.

L'auteur décrit aussi une méthode optique pour étudier les vibrations. On fait toucher une petite carte par un grand diapason, et l'on observe le bord de la carte au moyen d'une lentille sur un

fond sombre. Le bord paraît élargi en une bande continuellement assombrie, dans laquelle on peut voir des positions stationnaires permettant d'étudier aisément les caractéristiques des divers états de la vibration.

J. DEWAR. — The Absorption and Thermal Evolution of Gases occluded in Charcoal at low Temperatures (Absorption et évolution thermique des gaz occlus par le charbon de bois aux basses températures). — P. 122-127. — The Separation of the most volatile Gases from Air without Liquefaction (Séparation des gaz les plus volatils de l'air sans liquéfaction). — P. 127-131.

Le tableau suivant résume les résultats obtenus par M. Dewar :

	Volume absorbé à 0°	Volume absorbé à — 185°	Chaleur dégagée en cal.-gr.
Hydrogène.	4 cm³	135 cm³	9,3 cal.
Azote.	15	155	25,5
Oxygène	18	230	34
Argon	12	175	25
Hélium.	2	15	2
Gaz électrolytique de l'eau. . .	12	150	17
Oxyde de carbone et oxygène.	30	195	34,5
Oxyde de carbone.	21	190	27,5

Ces nombres montrent de notables différences entre les gaz étudiés. L'hélium est très faiblement absorbé alors que l'oxygène accuse, pour le charbon, une affinité très forte. Le retour aux températures ordinaires a ramené à l'état initial, ce qui exclut l'idée d'une combinaison avec le charbon, ou des gaz mélangés entre eux. La quantité de chaleur dépasse, en général, celle qui se dégage pendant la liquéfaction des gaz tels que l'hydrogène, l'azote ou l'oxygène.

Comparée à la quantité de gaz absorbée à la température de l'air liquide, celle qui est fixée aux températures ordinaires est négligeable, à tel point qu'un bon procédé pour séparer les gaz consisterait à faire absorber leur mélange à la température de l'air liquide et à opérer un dégagement aux températures ordinaires.

Le pouvoir absorbant du charbon a été utilisé par M. Dewar pour produire rapidement un vide très parfait. Il suffit pour cela d'évacuer jusqu'à quelques centimètres de pression un vase dont une branche latérale contient un peu de charbon que l'on refroidit. Au bout d'un instant très court, la décharge d'une bobine puissante ne traverse plus l'espace évacué.

Mais l'une des plus intéressantes parmi les applications du nouveau procédé étudié par M. Dewar consiste dans la séparation, par fractionnement, des gaz les plus volatils de l'air, l'hélium et le néon, en profitant de la faiblesse de leur affinité pour le charbon. Après la traversée de deux condensateurs successifs qui opèrent un fractionnement, on recueille, dans des tubes, un mélange gazeux qui ne donne plus guère que les spectres du néon et de l'hélium.

W.-J. RUSSELL. — On the Action of Wood on a photographic Plate in the Dark (Sur l'action du bois sur une plaque photographique dans l'obscurité). — P. 131-135.

L'auteur a observé qu'un grand nombre de bois sont capables d'agir sur une plaque photographique dans l'obscurité en donnant une bonne image de leur surface. Ils doivent, pour cela, être placés en contact ou très près de la plaque, pendant une durée variant d'une demi-heure à dix-huit heures. Le bois des conifères est généralement très actif.

La plaque montre tous les anneaux du bois, ainsi que les nœuds. Il est probable que les corps résineux du bois jouent un rôle dans l'impression photographique.

Parmi les autres bois, le chêne et le hêtre sont très actifs, ainsi que l'acacia.

Un phénomène intéressant est la grande augmentation d'activité que présente le bois insolé. La lumière artificielle produit le même effet que la lumière solaire. L'expérience montre que ce sont les rayons bleus seuls qui produisent cette augmentation d'activité du bois.

LORD RAYLEIGH. — On the Density of nitrous Oxide (Sur la densité de l'oxyde nitreux). — P. 181-183.

La densité trouvée par M. Leduc est 1,5301. Dans ses premières recherches, l'auteur avait trouvé 1,52951. De nouvelles expériences lui ont donné le nombre 1,5297.

T.-K. ROSE. — On certain Properties of the Alloys of Silver and Cadmium (Sur certaines propriétés des alliages d'argent et de cadmium). — P. 218-230.

On sait depuis longtemps que les alliages de cuivre et d'argent

manquent d'homogénéité. Le seul homogène, d'après Levol [1], serait celui qui renfermé 718,93 d'argent et 281,07 de cuivre, correspondant à la formule Ag^3Cu^2. Mais, même dans un tel alliage, il y a des différences de composition entre le centre et les coins des lingots. Cela tient à ce que, si l'alliage en fusion commence à se solidifier à 900°, température à laquelle cristallise une solution solide riche en argent, il ne finit sa solidification qu'à 778°, température à laquelle les proportions d'argent sont non plus 87,9 et 12,1, mais 60 et 40. L'alliage cuivre-argent présentant ainsi des difficultés pour les essais, M. Rose s'est demandé s'il ne vaudrait pas mieux recourir à d'autres alliages. Il a essayé l'alliage argent-cadmium. Ses expériences établissent l'existence de six composés. Ceux qui renferment de 0 à 25 0/0 d'argent consistent en cristaux de formule $AgCd^3$ sertis dans une matrice de cadmium ; ceux qui renferment de 25 à 40 0/0 d'argent consistent en alliage Ag^2Cd^3 serti dans une matrice composée principalement de $AgCd^3$.

A 50 0/0 d'argent, l'alliage consiste en cristaux riches en argent baignant dans une gangue composée principalement de $AgCd^3$. La gangue ou « eutectique » se solidifie à 420°, c'est-à-dire à 300° de moins que les cristaux.

De 50 à 60 0/0 d'argent, les alliages consistent en un mélange de deux solutions solides différentes, composées principalement, l'une de AgCd, l'autre de Ag^3Cd^2. S'il y a plus de 80 0/0 d'argent, les alliages consistent en un mélange de deux corps, aux températures comprises entre la liquéfaction et la solidification. A cette dernière température, il se forme une seule solution solide. Les alliages à plus de 80 0/0 d'argent sont très homogènes; ils conviennent particulièrement à la fabrication de plaques d'essais.

N. LOCKYER et F.-E. BAXANDALL. — Enhanced Lines of Titanium, Iron and Chromium in the Frauenhoferic Spectrum (Raies renforcées du titane, du fer et du chrome dans le spectre de Frauenhofer). — P. 255-267.

Voici les conclusions générales du mémoire :

1° Les raies renforcées du titane et du fer sont pratiquement toutes représentées dans le spectre de Frauenhofer; mais dans

(1) *Annales de Chim. et de Phys.*, 3e série, t. XXXVI, p. 193, et t. XXXIX, p. 163.

quelques cas les raies solaires correspondantes sont composées et dues seulement en partie à l'un ou l'autre de ces métaux ;

2° Les raies solaires correspondantes sont, d'une façon générale, relativement faibles ;

3° La plupart des raies renforcées du chrome existent dans le spectre solaire, bien que quelques-unes manquent ;

4° Quelques-unes des raies de Frauenhofer correspondent à des raies métalliques spéciales au spectre de l'étincelle et qui manquent dans l'arc. C'est probablement pour cette raison que Rowland n'a pu en reconnaître l'origine.

J. WALKER. — Theory of Amphoteric Electrolytes. Part II (Théorie des électrolytes amphotères, 2ᵉ partie). — P. 271-280.

Dans un mémoire précédent [1], l'auteur a montré qu'il est possible d'exprimer les concentrations des ions présents dans la solution aqueuse d'un électrolyte amphotère en fonction de la concentration de la substance non ionisée, des constantes de dissociation de la substance agissant soit comme acide, soit comme base, et de la constante d'ionisation de l'eau. L'auteur a calculé à nouveau les valeurs pour les acides aminobenzoïques et a obtenu une concordance plus étroite entre la théorie et l'expérience.

Comme il est très important, pour l'application de la théorie, de connaître la concentration de la proportion non ionisée d'un électrolyte amphotère en solution, l'auteur donne une table des valeurs de cette grandeur pour des valeurs différentes des constantes. D'après cette table, il semble que, lorsque les constantes acides et basiques ont des valeurs rapprochées, la dilution n'a pas d'effet sur l'ionisation totale d'un électrolyte amphotère, bien que les proportions des deux ions positifs et, par conséquent, la conductivité moléculaire puissent varier beaucoup. Pour une série d'électrolytes amphotères avec un produit K_aK_b constant (K_a étant la constante acide et K_b la constante basique), on peut montrer que la variation simultanée et dans le même rapport de $\frac{1}{K_aK_b}$ et de v n'a pas d'effet sur l'ionisation totale.

De ce fait et des résultats précédents on peut déduire que, dans une telle série, commençant avec une valeur très faible de K_b,

[1] *Proceed. of the Roy. Soc.*, t. LXXIII, p. 155, *J. de Phys.*, 4ᵉ série ; t. IV, p. 273.

l'ionisation totale cesse lorsque K_a diminue et K_b augmente, la diminution de l'ionisation étant d'abord rapide, puis devenant plus lente jusqu'à ce qu'elle soit pratiquement constante, dans un intervalle assez étendu, et égale à la valeur minimum qui est atteinte lorsque $K_a = K_b$. A ce point, la substance est absolument neutre.

Lorsque K_a diminue encore et que K_b augmente, l'ionisation commence à s'élever, très lentement tout d'abord, et les substances considérées prennent un caractère de plus en plus basique. Finalement l'ionisation progresse rapidement, et l'on se trouve en présence d'une simple base pour laquelle K_a est infiniment petit.

Cette théorie a été appliquée à l'acide cacodylique et à l'asparagine et a donné une concordance satisfaisante avec les résultats expérimentaux.

W.-R. BONSFIELD et T.-M. LOWRY. — The electrical Conductivity and other Properties of Sodium hydroxide in aqueous Solution, as elucidating the Mechanism of Conduction (La conductivité électrique et diverses propriétés de l'hydrate de sodium en solution aqueuse, considérées comme élucidant le mécanisme de la conduction). — P. 280-283.

Le but primitif de cette recherche était de déterminer la diminution, lorsque la température s'élève, des propriétés ionisantes de l'eau, laquelle se manifeste par le fléchissement des courbes qui expriment la relation entre la température et la conductivité dans les solutions aqueuses des alcalis. Voici les principaux résultats de ce travail :

1° Dans les solutions les plus diluées, dans lesquelles l'ionisation est presque complète, et aussi dans les solutions les plus concentrées, les courbes qui expriment le rapport entre la conductivité moléculaire et la température dans les solutions aqueuses de l'hydrate de sodium ne sont pas infléchies entre 0° et 100°. La température de l'inflexion atteint le minimum à 48° C. pour le cas d'une solution normale (4 0/0), mais s'élève à 100° C. lorsque la concentration atteint 30 0/0;

2° Les courbes infléchies de la conductivité en fonction de la température peuvent être représentées par la formule :

$$\frac{K_t}{K_0} = \frac{\rho_v}{\rho_0} (1 + bt)^n e^{-\alpha t};$$

3° La conductivité maximum de la soude caustique à 18° C. est 0,3490 dans une solution à 15 0/0, la valeur donnée par Kohlrausch étant 0,3462. A des températures plus élevées, la conductivité maximum est considérablement plus grande, s'élevant jusqu'à plus de 1,4 à 100° C., et elle se produit dans des solutions de plus grande concentration ;

4° La viscosité d'une solution à 50 0/0 est approximativement 70 fois plus grande que celle de l'eau. L'influence de ce facteur peut être en partie éliminée en divisant la conductivité moléculaire par la fluidité. Les auteurs proposent d'appeler ce rapport *la conductivité intrinsèque* de la solution. Tandis que la conductivité moléculaire des solutions de soude décroît rapidement lorsqu'on augmente la concentration, la conductivité intrinsèque tombe à un minimum à environ 8 0/0 de NaOH et s'élève ensuite jusqu'à ce que, pour 50 0/0 de NaOH, la valeur soit considérablement plus élevée que dans les solutions les plus diluées. On croit que cette augmentation est due à ce que la soude liquide est un électrolyte et que, dans les solutions concentrées, le courant est transmis en partie par la soude seule, comme si elle était à l'état fondu;

5° Dans la formule

$$\rho_t = \rho_0 + \alpha t + \beta t^2 + \gamma t^3,$$

qui représente l'influence de la température sur la densité de l'eau et des solutions aqueuses de soude, le coefficient de t^3 disparaît lorsqu'on atteint la concentration de 12 0/0 NaOH, tandis que le coefficient de t^2 disparaît à 42 0/0 NaOH. A cette dernière concentration, il y a une simple relation linéaire entre la densité et la température ;

6° Le volume moléculaire de l'hydrate de sodium en solution aqueuse diluée a une grande valeur négative, 1 litre d'eau dissolvant 140 grammes à 0° C., 100 grammes à 18° C. ou 60 grammes à 50° C. sans augmentation de volume. Le volume moléculaire ne s'accroît pas continuellement à mesure que la température s'élève, mais atteint une valeur maximum à environ 70° C. Dans une solution à 50 0/0, la température a peu d'effet sur le volume moléculaire, la variation extrême étant seulement d'environ 10 0/0.

C. CUTHBERSON. — The refractive Indices of the Elements (Les indices de réfraction des éléments). — P. 283-284.

Dans une lettre adressée au journal *Nature* en 1902, l'auteur attira l'attention sur le fait que les réfractivités des cinq gaz inertes de l'atmosphère, He, Ne, A, Kr et X, déterminées par Ramsay et Travers, se trouvent, dans d'étroites limites d'exactitude, dans la proportion de 1, 2, 8, 12 et 20, ou plus simplement $\frac{1}{4}$, $\frac{1}{2}$, 2, 3 et 5.

Dans une seconde lettre, il montra que les réfractivités des halogènes Cl, Br et I sont aussi dans le rapport de 2, 3 et 5 avec le même degré d'exactitude, et il fit remarquer que les chiffres donnés par M. Le Roux, en 1861, pour P, As et S ne présentent aucune relation semblable.

L'auteur a repris ces déterminations avec un réfractomètre de Jamin, adapté pour l'emploi de hautes températures. Il a trouvé que les relations simples trouvées pour les gaz inertes et les halogènes existent aussi avec l'azote et le phosphore, l'oxygène et le soufre, et qu'un atome de phosphore retarde la lumière quatre fois autant qu'un atome d'azote, et un atome de soufre quatre fois autant qu'un atome d'oxygène.

Il apparaît que, sur quatorze éléments dont on a mesuré l'indice de réfraction à l'état gazeux, douze se conforment à la règle d'après laquelle, dans chaque groupe chimique, les réfractions des éléments sont dans les rapports des petits nombres.

C.-H. BURGESS et A. HOLT. — Some physical Characters of the Sodium Borates, with a new and rapid Method for the Determination of melting Points (Quelques caractères physiques des borates de sodium, avec une méthode nouvelle et rapide de détermination des points de fusion). — P. 285-295.

Les verres obtenus par la fusion du carbonate de soude avec l'anhydride borique peuvent être transformés totalement ou partiellement, par chauffage prolongé, en variétés cristallines stables qui fondent invariablement à des températures plus élevées que les verres dont ils proviennent. L'étude des points de fusion des formes cristallines et vitreuses des mélanges de différentes compositions conduit à la conclusion que deux borates de soude peuvent seuls

être obtenus par la fusion : $Na^2O.4B^2O^3$ et $Na^2O.B^2O^3$. L'addition de Na^2O à l'anhydride borique produit tout d'abord une solution du borate $Na^2O.4B^2O^3$ dans l'anhydride borique. Ce dernier devient alors sursaturé et le borate en excès se sépare si l'on chauffe pendant quelque temps. La quantité qui se sépare continue à augmenter jusqu'à ce que le mélange ait la composition $Na^2O.B^2O^3$; alors la cristallisation complète se produit.

Entre ce point et le composé $Na^2O.B^2O^3$, les formes cristallines paraissent être les solutions solides des deux borates mentionnés ci-dessus, le borax anhydre lui-même formant presque le point eutectique.

Dans les mélanges contenant plus de soude que $Na^2O.B^2O^3$, les cristaux semblent être des solutions solides de ce composé avec le carbonate de soude. Les verres paraissent être les formes surfondues et métastables des cristaux.

La méthode employée pour obtenir le point de fusion consiste essentiellement à chauffer électriquement un fil de platine auquel on suspend un petit morceau de la substance à examiner. On attache un faible poids à ce morceau de substance. Lorsque le fil est chauffé jusqu'au point de fusion de la substance, le morceau et le poids tombent. On détermine la résistance du fil à ce moment et, d'après elle, la température. Cette méthode a donné des résultats satisfaisants pour les substances qui, comme le verre, n'ont pas été supposées jusqu'ici fondre à une température déterminée.

J.-N. LOCKYER et F.-E. BAXANDALL. — On the Groupe IV Lines of Silicium (Sur les raies du groupe IV du silicium). — P. 296-298.

Les auteurs ont repris leurs recherches sur ces raies à la suite des critiques de M. A. de Gramont qui, à cause de leur faiblesse, les considère comme dues à l'oxygène ou à l'azote. Ils ont comparé le spectre d'étincelles du silico-fluorure de sodium, volatilisé entre des pôles de platine, avec le spectre d'étincelles de l'air rendu également incandescent entre des pôles de platine. Dans chaque spectre on aperçoit très bien les raies ordinaires de l'oxygène et de l'azote. Les raies du silicium dont l'origine est contestée se trouvent dans le premier spectre, mais non dans le second.

Les auteurs donnent également côte à côte le spectre du fluorure de silicium et de β d'Orion ; ils montrent l'identité de position des

raies du groupe IV du silicium avec les raies du spectre de cette étoile.

O.-L. LODGE. — Note on a Means of producing a High-Voltage continuous or « Pertinacious » Current (Note sur un moyen de produire un courant continu à haut voltage ou permanent). — P. 319.

Les méthodes employées jusqu'à présent pour produire un courant à travers une résistance très grande reposent sur l'emploi, soit d'une forte machine statique à induction, comme la machine de Wimshurst, soit d'une pile d'un très grand nombre d'éléments. L'auteur trouve que, par l'emploi des rectificateurs à mercure à haute tension, on peut obtenir le même résultat avec des sources d'électricité ordinaires, en transformant et utilisant le courant de tout circuit continu ou alternatif.

B.-D. STEELE. — The Halogen Hydrides as conducting Solvents. Part III. The transport Numbers. Preliminary Notice (Les hydrures des halogènes comme dissolvants conducteurs. 3e partie. Les nombres de transport. Note préliminaire). — P. 320.

L'auteur a déterminé les nombres de transport des substances suivantes : éther éthylique, acétone, méthylhexylcétone et bromure de triéthylammonium, dissoutes dans l'acide bromhydrique liquéfié à la température de — 81°.

La méthode est celle de Hittorf. Voici les valeurs moyennes trouvées :

	Concentration en molécules-grammes par litre	Nombre de transport du cation
Éther	1,0	0,82
Bromure de triéthylammonium .	0,5 à 0,75	0,20
. . . .	1,04	0,35
Acétone	1,0	0,38
. . . .	1,8	0,95
Méthylhexylcétone	0,9	0,39
. . . .	1,8	0,77

On voit que le nombre de transport du cation augmente avec la concentration.

B.-D. STEELE, D. MAC-INTOSCH et E.-H. ARCHIBALD. — The Halogen Hydrides as conducting Solvents. Part IV. Preliminary Notice (Les hydrures des halogènes comme dissolvants conducteurs. 4e partie. Note préliminaire). — P. 321-322.

Les auteurs montrent que les résultats anormaux (diminution énorme de la conductibilité moléculaire avec la dilution) obtenus avec les solutions conductrices d'hydrures d'halogènes liquéfiés peuvent s'expliquer très simplement en supposant que la substance dissoute entre en combinaison avec le dissolvant et que le composé formé subit la dissociation électrolytique.

Cette hypothèse est confirmée par les résultats des déterminations de poids moléculaires qui sont, dans plusieurs cas, plus élevés que la normale.

J. DEWAR et R.-A. HADFIELD. — The Effect of liquid Air Temperatures on the Mechanical and Other Properties of Iron and its Alloys (Effet des températures de l'air liquide sur les propriétés, mécaniques et autres, du fer et de ses alliages). — P. 326-336.

A quelques exceptions près, l'effet des basses températures est d'augmenter d'une façon remarquable la limite d'élasticité de traction pour le fer et ses alliages et de réduire la ductilité à une valeur presque nulle. Ces changements sont presque identiques dans le fer forgé le plus doux et dans les aciers au carbone de 0,10 à 0,20 0/0 de carbone (faible teneur) et de 1,25 à 1,30 0/0 de carbone. La présence ou l'absence de carbone a donc peu d'influence.

La présence du nickel communique au fer une grande dureté aux basses températures. En effet, tandis que le fer le plus pur devient très cassant sous l'influence de ces températures, le nickel s'améliore plutôt, non seulement sous le rapport de la ténacité, ce qui est aussi le cas du fer, mais aussi sous le rapport de la ductilité.

La présence du nickel dans un alliage de fer contenant peu de carbone est donc un préservatif de la fragilité.

C.-H. LEES. — The Effects of Temperature and Pressure on the thermal Conductivities of Bodies. Part I. The Effect of Temperature on the thermal Conductivities of some electrical Insulators (Effets de la température et de la pression sur la conductibilité thermique des corps. 1re partie. Effets de la température sur la conductibilité thermique de quelques isolants électriques). — P. 337-338.

La substance à étudier a la forme d'un cylindre de 8 centimètres de longueur et 2 centimètres de diamètre environ. Elle est entourée d'un cylindre de cuivre mince et placée dans un tube de Dewar. La chaleur est fournie par le passage d'un courant électrique à travers un fil de platine noyé dans la substance parallèlement à l'axe du cylindre et à une distance d'environ 4 centimètres de celui-ci. La température est mesurée par la résistance électrique de deux courtes spirales de fil de platine pur ; au centre de l'une passe le fil chauffé. La différence de température des deux spirales est déterminée en les prenant comme bras d'un pont de Wheatstone dont les deux autres bras sont égaux. Des résistances auxiliaires peuvent être placées en série avec l'une ou l'autre des spirales jusqu'à ce que l'équilibre soit obtenu.

Le tableau suivant donne les valeurs des conductibilités en unités C. G. S., les températures étant comptées sur l'échelle à hydrogène.

	120° absolus	180° absolus	240° absolus
Glace.	0,0062	0,0058	0,0052
Naphtaline.	0,0013	0,0011	0,00091
Aniline.	0,0011	0,00086	0,00070
Nitrophénol (para). . .	0,0020	0,00085	0,00070
Glycérine	0,00078	0,00082	0,00076
Cire de paraffine . . .	0,00060	0,00065	0,00061
β- naphtol	0,00067	0,00065	0,00063
Diphénylamine	0,00058	0,00054	0,00052

H.-T. BARNES et E.-G. COKER. — The Flow of Water through Pipes. Experiments on Stream-line Motion and the Measurement of critical Velocity (Ecoulement de l'eau à travers les tubes. Expériences sur le mouvement des lignes de courant et mesure de la vitesse critique). — P. 341-356.

On sait que, lorsque de l'eau s'écoulant dans un tube de 2 à 3 millimètres de diamètre est chauffée électriquement par un fil conducteur central, la chaleur est emportée par le courant rapide qui forme un manchon d'eau chaude autour du fil, tandis que les parois ne reçoivent

presque pas de chaleur. Si la chaleur est appliquée à l'extérieur du tube, l'eau chauffée reste en contact avec la paroi interne de ce tube, et l'eau qui coule au centre possède une température très inférieure. Mais, si le flux est augmenté suffisamment pour rompre les lignes de courant, il en résulte des mouvements tourbillonnaires et la distribution de la chaleur à travers toute la colonne d'eau devient uniforme. Le point de changement est très net; c'est ce que M. Reynolds (1) appelle la *vitesse critique*.

Les auteurs confirment les résultats de M. Reynolds et les étendent sur certains points. Ils montrent notamment l'instabilité de la limite supérieure du flux avec lignes de courant et sa dépendance des perturbations de l'eau.

H. SAND. — The Role of Diffusion during Catalysis by colloidal Metals and similar Substances (Rôle de la diffusion pendant la catalyse par les métaux colloïdaux et les substances semblables). — P. 356-369.

Ce mémoire contient une critique de l'opinion exprimée par Nernst(2) que la décomposition catalytique du peroxyde d'hydrogène due aux métaux colloïdaux a probablement lieu instantanément à la surface du catalyseur, de sorte que la concentration du peroxyde y est maintenue d'une façon permanente à zéro, et que la vitesse de la réaction mesurée est celle avec laquelle la diffusion et la convection renouvellent le corps dissous en contact avec les particules catalytiques.

L'auteur trouve que la théorie de Nernst n'est pas d'accord avec les faits expérimentaux, surtout lorsqu'il s'agit de processus de nature chimique.

M. WILDERMAN. — On galvanic Cells produced by the Action of Light. Preliminary Communication (Sur les piles galvaniques produites par l'action de la lumière. Communication préliminaire). — P. 369-378.

L'auteur a trouvé qu'il y a, sous l'action de la lumière, une série de piles galvaniques aussi variées que les piles ordinaires. Il existe des piles constantes et variables, réversibles et irréversibles. M. Wildermann en a fait la théorie complète et a vérifié, dans tous leurs

(1) *Phil. Trans.*, 1882 et 1895.
(2) *Zeitschrift phys. Chem.*, XLVII, p. 52; 1904.

détails, les équations fondamentales. Les principaux résultats qu'il a obtenus sont les suivants :

1° La force électromotrice totale, créée par la lumière, se compose d'une force électromotrice produite par la lumière à une température constante, due à l'accroissement du potentiel chimique et de la pression de solution de la plaque exposée, et d'une force électromotrice thermique produite par l'échauffement, dû à la lumière, d'une des plaques en contact avec le liquide. Ces deux forces électromotrices sont proportionnelles à l'intensité de la lumière ; elles donnent toutes deux des courants de même direction ;

2° Le cours particulier des périodes d'induction et de déduction permet de distinguer des piles constantes et des piles variables. La considération de la composition chimique et des réactions qui se produisent dans les systèmes sous l'action du courant conduit à des résultats identiques;

3° La période d'induction suit une loi

$$\frac{d\pi}{d\tau} = c\,(\pi'_0 - \pi)\,(\pi - \pi_0 + K)$$

qui donne en même temps la loi fondamentale de la photographie exprimant le rapport entre la quantité de sels d'argent décomposés et la durée de l'exposition. La période de déduction suit une loi analogue ;

4° L'équation fondamentale pour la force électromotrice des piles constantes « réversibles par rapport au cation » (par exemple : plaque d'argent à la lumière, solution d'azotate d'argent à la lumière — solution d'azotate d'argent et plaque d'argent dans l'obscurité) est :

$$\Sigma E = 0{,}860T \left(\log_e \frac{P_l}{P_0} - \frac{2\nu}{u+\nu} \log_e \frac{p_l}{p_0}\right) 10^{-4} \text{volts},$$

et pour les piles constantes « réversibles par rapport à l'anion » (par exemple : plaque d'argent — bromure d'argent à la lumière ; solution de bromure d'argent à la lumière — solution de bromure d'argent dans l'obscurité; plaque d'argent — bromure d'argent dans l'obscurité), elle est :

$$\Sigma E = 0{,}860T \left(- \log_e \frac{P_l}{P_0} + \frac{2u}{u+\nu} \log_e \frac{p_l}{p_0}\right) 10^{-4} \text{ volts}.$$

Dans ces formules, P_l et P_0 représentent les pressions de solution des électrodes à la lumière et dans l'obscurité, p_l et p_0 les pressions osmotiques du cation ou de l'anion en solution à la lumière et dans l'obscurité, T la température absolue.

Le travail se termine par une théorie des piles thermogalvaniques.

S.-D. CHALMERS. — The Theory of symmetrical optical Objectives. Part II (Théorie des objectifs symétriques, 2e partie). — P. 396-399.

Etude géométrique des aberrations dans le cas des objectifs photographiques consistant en deux lentilles semblables symétriques par rapport à un point central.

D.-L. CHAPMAN et C.-H. BURGESS. — Note on the Cause of the Period of chemical Induction in the Union of Hydrogen and Chlorin (Note sur la cause de la période d'induction chimique dans l'union de l'hydrogène et du chlore). — P. 400.

La période d'induction a été attribuée à la formation préliminaire d'un composé intermédiaire instable. Les auteurs établissent que le phénomène en question est dû à la présence dans le gaz (ou dans la solution aqueuse qui est en contact avec lui) de substances capables de réagir avec le chlore. L'hydrogène n'est pour rien dans le phénomène. Il faut plutôt chercher du côté de l'eau ou des solutions de sels dans l'eau, qui possèdent la propriété de rendre actif le chlore qui est inactif vis-à-vis de l'hydrogène. Des traces d'ammoniaque empêchent la réaction; il en est de même de l'anhydride sulfureux.

F. HORTON. — On the Modulus of Torsional Rigidity of Quartz Fibres and its Temperature Coefficient (Sur le module de rigidité torsionnelle des fibres de quartz et leur coefficient de température). — P. 401-402.

L'auteur a employé, dans cette étude, la méthode dynamique.

Cette recherche est divisée en trois parties :

1° Détermination du module de torsion en valeur absolue ;

2° Variation du module entre 15° et 100° C. ;

3° Variation du module entre 20° et 1.000° C.

Les rayons des fibres étaient déterminés en mesurant leur circonférence; les fibres sont enroulées entre deux tubes capillaires de verre fin, et l'on compte le nombre de révolutions exécutées en parcourant une distance de 5 millimètres. Par cette méthode, les diamètres de $0^{cm},001$ sont mesurés à 0,01 0/0 près.

Le manchon entourant la fibre est chauffé dans la vapeur de différents liquides bouillant sous la pression atmosphérique.

On trouve que le module de rigidité augmente comme une fonction linéaire de la température; mais les valeurs du coefficient de température varient beaucoup avec les différentes fibres.

Pour les variations entre 20° et 1.000° C., l'auteur a trouvé que le module de rigidité augmente avec la température, tout d'abord comme une fonction linéaire de la température, puis, à mesure que la température augmente, le coefficient de température diminue graduellement, et l'on observe une rigidité maximum à 880° C., après quoi la rigidité diminue très rapidement, lorsque la température continue à s'élever.

G.-W. WALKER. — On the Drift produced in Ions by electromagnetic Disturbances, and a Theory of Radio-activity (Sur le mouvement produit dans les ions par les perturbations électromagnétiques, et la théorie de la radioactivité). — P. 414-420.

L'auteur arrive à cette conclusion que la propagation de perturbations, polarisées dans un plan, à travers une portion d'espace contenant des ions, implique une impulsion des ions positifs et négatifs qui peut avoir lieu dans la direction de propagation, ou en sens contraire suivant les circonstances initiales. Il pense qu'on peut tirer de ses résultats des conclusions sur la théorie des rayons de Röntgen et l'action des substances radioactives. Il regarde une substance radioactive comme une source de perturbations électromagnétiques qui peuvent ioniser le gaz au voisinage immédiat de la substance, d'où écoulement d'ions positifs et négatifs, et probablement aussi de molécules neutres, vers la substance et en sens inverse. Cette manière de voir concorde avec l'opinion de lord Kelvin, d'après laquelle un corps radioactif peut extraire de l'énergie de l'éther, et la restituer par radiation. M. et Mme Curie ont d'ailleurs émis une opinion analogue.

W. CROOKES. — On the ultra-violet Spectrum of Gadolinium (Sur le spectre ultra-violet du gadolinium). — P. 420-422.

L'auteur confirme les résultats publiés par Exner et Haschek [1]. Il fait voir combien il est rare que le gadolinium soit pur, et indique la place des raies des impuretés les plus ordinaires (yttrium, europium, samarium, ytterbium, scandium, bismuth, magnésium, calcium et victorium). Même dans le gadolinium le plus pur, les raies du victorium sont très fortes.

Lord RAYLEIGH. — On the Compressibility of Gases between one Atmosphere and half an Atmosphere of Pressure (Sur la compressibilité des gaz entre une atmosphère et une demi-atmosphère de pression). — P. 446.

Comme suite à sa première note [2], l'auteur s'occupe de l'air, de l'anhydride carbonique et de l'oxyde nitreux. La table suivante donne les valeurs de B pour les différents gaz (B représente le quotient de la valeur de pv à une demi-atmosphère à sa valeur pour une atmosphère) :

	B	Température
Oxygène	1,00038	11,2
Hydrogène	0,99974	10,7
Azote	1,00015	14,9
Oxyde de carbone . . .	1,00026	13,8
Air.	1,00023	11,4
Anhydride carbonique.	1,00279	15,0
Oxyde nitreux	1,00327	11,0

Au moyen de la formule de D. Berthelot, on déduit les compressibilités à 0° et l'on en déduit le rapport des densités telles qu'elles seraient observées à 0° sous de très faibles pressions. D'après la loi d'Avogadro, ce seraient les poids moléculaires relatifs.

Des densités de l'azote et de l'oxygène on déduit Az = 14,008 si O = 16; mais, des densités de l'oxygène et de l'oxyde nitreux, on déduit Az = 13,988. Le premier nombre est probablement le plus exact.

(1) WELLENLÄNGEN, *Tabellen für spektralanalytische Untersuchungen;* 1902.
(2) *Proceed. of the Roy. Soc.*, t. LXXIII, p. 153; — et *J. de Phys.*, 4e série, t. IV, p. 271, 1905.

S.-E. SHEPPARD et C.-E.-K. MEES. — The Theory of photographic Processes. On the chemical Dynamics of Development (La théorie des procédés photographiques. Sur la dynamique chimique du développement). — P. 447-473.

Lorsqu'une plaque sensible est exposée à la lumière, puis développée, la transparence de l'argent déposé est reliée à la masse par l'équation $D = -\log_{10} T$, dans laquelle D (appelé densité) est proportionnel à la masse d'argent par unité de surface. Cette relation a été vérifiée avec beaucoup de soin pour des densités variant de 0,3 à 3,5. (Pour les plaques et développateurs utilisés, une densité de 1 correspond à $0^{gr},01031$ d'argent par 100 centimètres carrés ; cette quantité est la *constante photométrique* du dépôt).

Une étude complète des rapports de la densité avec la durée du développement a conduit aux résultats suivants :

1° La quantité d'argent déposé augmente rapidement d'abord, puis plus lentement, et finalement tend vers une limite;

2° Cette limite dépend seulement de l'exposition ;

3° La vitesse dépend de la concentration du réducteur ;

4° Un bromure soluble réduit la vitesse; mais le ralentissement avec le temps n'est pas aussi rapide.

Une étude théorique du développement, basée sur la théorie des vitesses de réaction dans les systèmes hétérogènes, conduit à l'équation :

$$\frac{1}{t} \log \frac{D_\infty}{D_\infty - D} = K \text{ (une constante)},$$

D_∞ est la densité limite, D la densité au temps t.

Comme la constante K est égale théoriquement à $\frac{a\Delta}{\delta}$, Δ étant la constante de diffusion, δ le trajet de diffusion et a la concentration du réducteur, la vitesse de développement doit être proportionnelle à cette dernière quantité, ce qui a été vérifié expérimentalement.

L'addition de bromures alcalins altère graduellement le cours de la réaction en introduisant une période d'induction ; mais, pour la vitesse maximum, $K \log Br =$ constante. La valeur de K dépend beaucoup des conditions physiques de la plaque ; elle diminue avec la durée de la conservation, probablement parce que la diffusion diminue.

On déduit de la formule qui représente le développement que le

rapport des densités dues à deux expositions est constant et indépendant de la durée du développement. L'expérience a vérifié ce résultat.

Pour une série d'expositions croissantes, Hurter et Driffield [1] ont montré que $D = \gamma \frac{\log E}{i}$, expression dans laquelle γ désigne la constante de développement, E l'exposition et i une constante caractéristique de la plaque. Comme γ est proportionnel à D et comme

$$\frac{1}{t} \log \frac{D_x}{D_\infty - D} = K, \qquad \text{on a} \qquad \frac{1}{t} \log \frac{\gamma_\infty}{\gamma_\infty - \gamma} = K,$$

expression qui peut être employée pour comparer les vitesses des différents développateurs. Pour le citrate, le fluorure et l'oxalate ferreux, on obtient respectivement les valeurs suivantes : 1,00, 2,95 et 48,7.

C.-G. BARKLA. — Polarised Röntgen Radiation (Radiation de Röntgen polarisée). — P. 474-475.

La radiation secondaire des corps soumis à l'action des rayons X diffère très peu de ces mêmes rayons : elle est proportionnelle à la quantité de matière traversée et sans aucune relation avec la nature de cette matière. Cela conduit à admettre que la radiation secondaire est due à une sorte d'éparpillement des rayons X par les corpuscules ou électrons des molécules de la matière.

Si l'on suppose que les rayons X consistent en une succession de pulsations électromagnétiques dans l'éther, chaque électron, dans le milieu traversé par les pulsations, a son mouvement accéléré et devient l'origine d'une radiation secondaire, plus intense dans la direction perpendiculaire à celle de l'accélération de l'électron et qui disparaît dans le sens de l'accélération. La direction de l'intensité électrique en un point, dans une pulsation secondaire, est perpendiculaire à la ligne qui unit ce point à l'origine de la pulsation et se trouve dans le plan passant par la direction de l'accélération de l'électron. Un rayon secondaire sera donc polarisé dans un plan si le primaire l'est. Or, ce rayon primaire doit l'être, au moins en partie, de l'anticathode à la cathode.

---

(1) *Photographic Journal*, 1898.

L'auteur a mesuré au moyen d'électroscopes l'intensité de la radiation secondaire dans deux directions perpendiculaires à la direction de propagation de la radiation primaire et perpendiculaires entre elles. L'intensité de la radiation primaire était mesurée par un troisième électroscope.

Employant comme radiateurs le papier, l'aluminium ou l'air, il a trouvé, que lorsque l'ampoule tourne autour de l'axe du faisceau primaire étudié, l'intensité d'un faisceau secondaire atteint un maximum quand la direction du faisceau cathodique est perpendiculaire à la direction de propagation du faisceau secondaire, et que cette intensité atteint un minimum quand ces directions sont parallèles. Ces expériences montrent qu'il y a une polarisation partielle.

J.-A. FLEMING. — On the Conversion of electric Oscillations into continuous Currents by Means of a Vacuum Valve (Sur la conversion des oscillations électriques en courants continus au moyen d'une valve à vide). — P. 476-487.

L'auteur a observé en 1889 ([1]) que, dans une lampe à incandescence munie d'une plaque métallique scellée à l'intérieur, l'espace compris entre la plaque et le filament possède une conductibilité unilatérale spéciale quand le filament est incandescent. Cette conductibilité existe même pour les courants alternatifs. Cette observation a conduit l'auteur à trouver le moyen de rectifier les oscillations électriques; mais la méthode, tout en permettant de déceler les oscillations électriques, ne permet pas de les mesurer exactement. Les appareils imaginés jusqu'à présent ne possèdent pas une uniformité suffisante de conductibilité.

J.-A. FLEMING. — On an Instrument for the Measurement of the Length of long electric Waves, and also small Inductances and Capacities (Sur un instrument pour la mesure de la longueur des ondes électriques longues ainsi que des petites inductances et capacités). — P. 488-498.

Description d'un appareil intéressant pour la télégraphie sans fil, permettant de mesurer la longueur des ondes émises et de pratiquer une sorte de spectroscopie très utile dans la pratique. L'auteur propose d'appeler cet appareil le kymomètre (de χῦμα, onde).

([1]) *Proceed. of the Roy. Society*, t. XLVII, p. 122.

B. HOPKINSON. — The Effects of momentary Stresses in Metals (Effets des tensions momentanées sur les métaux). — P. 498-506.

L'auteur a étudié l'effet des tensions momentanées sur le fer et le cuivre. Parmi les faits constatés, il faut signaler qu'un fil de fer peut supporter pendant un temps très court (un millième de seconde), avec une très faible extension permanente, un poids supérieur à la charge de rupture.

G.-T. BEILBY. — Phosphorescence caused by the Beta and Gamma Rays of Radium (Phosphorescence causée par les rayons β et γ du radium). — P. 506-518.

L'auteur expose en une série de 49 propositions les résultats de ses recherches sur la phosphorescence due aux rayons β et γ du radium.

Les conclusions générales sont les suivantes :

1° Certains types de phosphorescence sont dus au mouvement moléculaire ou déplacement produit par la chaleur, par des forces mécaniques ou par l'énergie radiante ;

2° Certains autres types de phosphorescence sont caractérisés par le fait qu'ils présentent trois phases appelées primaire, secondaire et ravivée. Celles-ci peuvent s'expliquer par des changements atomiques dans lesquels l'affinité chimique constitue le facteur prépondérant ;

3° Les phénomènes de ce type semblent confirmer l'opinion qu'une sorte d'électrolyse se produit dans les solides exposés aux rayons β ou cathodiques, que les produits de la dissociation électrolytique sont séparés ou partiellement séparés les uns des autres par les molécules neutres comme dans un électrolyte visqueux, et que c'est probablement la disparition de cette séparation et la combinaison des ions qui est cause de la phosphorescence ravivée.

C. CHREE. — Note on the Determination of the volume Elasticity of elastic Solids (Note sur la détermination de l'élasticité en volume des solides élastiques). — P. 518-523.

Étude critique des récentes recherches de M. Mallock [1] sur la question et exposé de quelques formules plus précises.

[1] *Proceed. of the Roy. Soc.*, t. LXXIV, p. 50.

W. CROOKES. — On the Colouration of Glass by natural Solar and other Radiations (Sur la coloration du verre par la lumière solaire naturelle et autres radiations). — P. 524-528.

Le verre au manganèse devient souvent violet par exposition au soleil.

D'après un correspondant de W. Crookes, la coloration serait très intense aux grandes altitudes (Uyuni, en Bolivie, à 4.000 mètres). La coloration n'est pas superficielle : elle pénètre toute la masse et disparaît par la chaleur poussée jusqu'au ramollissement du verre. On pourrait croire à une action de la lumière rendant manganique le composé manganeux.

Mais, au Transvaal, malgré l'intensité de la lumière, le verre reste blanc. On peut supposer alors que ce sont les rayons de courte longueur d'onde (qui sont interceptés par l'atmosphère) qui agissent en Bolivie, à moins de supposer que le sol bolivien est particulièrement riche en radium qui, comme on le sait, colore fortement le verre. A ce propos, l'auteur développe quelques considérations intéressantes sur l'action du radium comparée à celle du soleil.

M.-W. TRAVERS et A.-G. GWYER. — On the Comparison of the Platinum Scale of Temperature with the Normal Scale at Temperatures between 444° et — 190° C., with Notes on constant Temperatures below the melting-point of Ice (Sur la comparaison de l'échelle de températures sur le thermomètre au platine avec l'échelle normale entre 444° et — 190° C., avec notes sur les températures constantes au-dessous du point de fusion de la glace). — P. 528-538.

Étude critique des travaux antérieurs et principalement des travaux de Callendar et Griffiths ([1]) et de Harker et Chappuis ([2]).

Les auteurs arrivent à cette conclusion qu'il est possible d'appliquer la formule parabolique de Callendar et Griffiths au calcul des différences entre l'échelle du thermomètre à platine et celle du thermomètre à gaz ; mais l'application n'en est permise que dans certaines limites et dans les cas d'interpolation. Une échelle basée sur les trois points fixes de Callendar, en prenant 1,5 pour la valeur de la constante, conduirait à des résultats absurdes pour les basses températures.

([1]) *Philos. Transact.*, A., p. 119; 1891.
([2]) *Philos. Transact.*, A., t. CXCIV, p. 37 ; 1900; et A., t. CCIII, p. 343 ; 1904.

N. LOCKYER et F.-E. BAXANDALL. — The Arc Spectrum of Scandium and its Relation to Celestial Spectra (Le spectre d'arc du scandium et sa relation avec les spectres célestes). — P. 538-545.

Les auteurs donnent la liste des raies de la chromosphère, du spectre solaire et de quelques étoiles qui sont dues, en totalité ou en partie, au scandium.

N. LOCKYER et F.-E. BAXANDALL. — On the Stellar Line near λ 4686 (Sur la raie stellaire proche de λ 4686). — P. 546-547.

Dans l'étude des spectres photographiques obtenus à Kensington, lors de l'éclipse de 1898, une raie assez nette près de λ 4686 n'avait pas d'origine connue, bien que coïncidant avec une raie obtenue par la photographie du spectre de l'hélium. Cette raie se retrouve dans le spectre de quelques étoiles; elle paraît due à quelque gaz associé à l'hélium. Pour fixer l'origine de cette raie, il serait nécessaire d'entreprendre des recherches sur le spectre de l'hélium dans des conditions électriques variables.

N. LOCKYER et F.-E. BAXANDALL. — Note on the Spectrum of μ Centauri (Note sur le spectre de μ du Centaure). — P. 548-550.

Le spectre de μ du Centaure donne sensiblement certaines raies renforcées du fer; mais la question n'est pas encore tranchée d'une façon définitive.

W. CROOKES. — On Europium and its Ultra-Violet Spectrum (Sur l'europium et son spectre ultra-violet). — P. 550-551.

L'auteur a pu déterminer les raies caractéristiques du spectre ultra-violet de l'europium, bien que l'échantillon mis à sa disposition fût impur.

W. ROSENHAIN. — Further Observation on Slip-Bands in metallic Fractures (Observations sur les bandes de glissement dans les fractures métalliques). — P. 557-562.

Description de la méthode que l'auteur compte employer pour étudier les fractures dans les métaux.

W.-R. BONSFIELD. — Ionic Sizes in Relation to the Conductivity of Electrolytes (Dimensions des ions en relation avec la conductibilité des électrolytes). — P. 563-564.

Il paraît nécessaire, pour concilier les faits observés chez les électrolytes faibles et ceux qui concernent les électrolytes forts, d'admettre que les ions sont des agrégats moléculaires en combinaison avec de l'eau, la dimension d'un ion dépendant de la quantité d'eau avec laquelle il est combiné et étant en outre fonction de la température et de la concentration.

L'auteur a appliqué ces hypothèses à deux cas particuliers dans lesquels elles sont pleinement confirmées.

G. SENTER. — The Role of Diffusion in the Catalysis of Hydrogen Peroxide by colloidal Platinum (Rôle de la diffusion dans la catalyse du peroxyde d'hydrogène par le platine colloïdal). — P. 566-574.

Les différences avec la formule logarithmique simple, dans la décomposition catalytique du peroxyde d'hydrogène par le platine colloïdal, semblent dues à des perturbations provoquées par des courants de convection. Les expériences de l'auteur montrent que quand la constante de vitesse, calculée dans l'hypothèse de la diffusion de Nernst, est considérable en comparaison de la constante de vitesse chimique, un accroissement de convection ne peut pas produire d'effet appréciable sur la vitesse de réaction observée.

Dans le cas dont il s'agit, par conséquent, puisqu'un accroissement de convection modifie la vitesse de réaction, il doit y avoir erreur dans les suppositions qui conduisent à la conclusion que la constante de vitesse de diffusion est grande vis-à-vis de la constante de vitesse chimique. L'erreur est probablement dans l'hypothèse que toute la surface du platine est, normalement, active vis-à-vis du peroxyde d'hydrogène.

Les considérations qui précèdent ne permettent pas de conclure que l'hypothèse de Nernst est exacte pour la catalyse par le platine, mais seulement que la vitesse de diffusion n'est pas grande en comparaison de la vitesse chimique. D'autres considérations cependant — comme la faible valeur du coefficient de température — montrent que cette hypothèse doit s'appliquer à cette action particulière. En

résumé, l'hypothèse de Nernst d'après laquelle l'action chimique ne joue qu'un rôle secondaire dans la vitesse de réaction explique bien des faits de façon satisfaisante.

R. Paillot.

THE AMERICAN JOURNAL OF SCIENCE;

T. XX ; juillet-décembre 1905.

TRAVAUX SUR LA RADIOACTIVITÉ ET L'IONISATION.

E. RUTHERFORD et B.-B. BOLTWOOD. — Relative proportion of radium and uranium in radioactive minerals (La proportion relative de radium et d'uranium dans les minéraux radioactifs). — P. 55-57.

Boltwood [1], Strutt [2] et Mac Coy [3] ont établi le fait important de la proportionnalité des quantités d'uranium et de radium contenues dans les minéraux radioactifs, ce qui confirme bien la théorie de la désagrégation, d'après laquelle le radium serait un produit de transformation de l'uranium. La proportion dans laquelle ces deux éléments sont associés naturellement en équilibre radioactif peut être déterminée expérimentalement en comparant l'activité de l'émanation produite par 1 milligramme de bromure de radium pur et l'activité de l'émanation du radium associé à 1 gramme d'uranium dans un échantillon de pechblende très pure. Les auteurs trouvent ainsi que $7,4 \cdot 10^{-7}$ gramme de radium correspond à 1 gramme d'uranium, c'est-à-dire que 1 gramme de radium est en équilibre radioactif avec 1.350.000 grammes d'uranium, ce qui correspond à $0^{gr},4$ de radium pur par tonne de pechblende riche (60 0/0 d'uranium).

B.-B. BOLTWOOD. — Radioactive properties of the waters of the springs on the Hot Springs reservation, Hot Springs, Ark. (Propriétés radioactives des eaux minérales provenant des sources de Hot Springs, dans l'Arkansas). — P. 128-133.

Cet examen, entrepris par ordre du Gouvernement américain, a porté sur 44 sources chaudes et 2 sources froides très voisines dont

(1) *Phil. Mag.*, 6e série, t. IX, p. 599; 1905; — voir *J. de Phys.*, ce vol., p. 63.
(2) *Proc. Roy. Soc.*, t. LXXVI, p. 88; 1905.
(3) *Berichte d. deutsch. Chem. Ges.*, t. XXXVII, p. 2641; 1905.

le débit total est de 150 mètres cubes par heure. Les radioactivités ont été mesurées par la méthode de l'auteur déjà décrite[1], en les comparant à celles du radium associé à un poids déterminé d'uranium dans un minéral radioactif. Comme les mesures n ont été faites (à New Haven) que de six à dix jours après les prises d'échantillons, la radioactivité initiale a été calculée, suivant le nombre de jours écoulés, d'après la valeur connue de la constante de temps de l'émanation du radium, l'expérience ayant montré que le gaz radioactif dissous est bien dans tous les cas identique à l'émanation du radium. L'évaporation à sec donne un dépôt solide non radioactif. Les dépôts calcaires formés par les sources à leurs points d'émergence ne sont pas non plus radioactifs. Il n'y a donc pas de sels de radium dissous. Bien que de compositions chimiques très voisines, ces 46 sources ont présenté des radioactivités extrêmement différentes. Les quantités d'uranium radifère naturel qui donneraient autant d'émanation du radium que 1 litre de chacune de ces eaux varient de 0,5 à $265{,}6 \cdot 10^{-4}$ gramme, sans aucune relation avec la situation géographique de ces sources, leur température ou leur composition chimique.

B.-B. BOLTWOOD. — Production of radium from uranium (Radium produit par transformation de l'uranium). — P. 239-244.

Si l'uranium se transforme en radium sans autre intermédiaire que l'*uranium X*, c'est-à-dire sans l'intermédiaire d'un ou de plusieurs produits à transformation lente, la durée de *vie* du radium, 1000 ans d'après Rutherford, permet de calculer quelle quantité de radium une masse donnée d'uranium produira en un an par exemple. Or cette quantité est parfaitement mesurable, grâce à la sensibilité des mesures actuelles de radioactivité effectuées avec l'électroscope hermétique.

Les premières expériences de Soddy [2] ont été négatives : 1 kilogramme d'uranium a produit en un an moins de 10^{-11} gramme de radium, soit moins de $\frac{1}{10000}$ de la quantité prévue. D'autres expériences du même auteur [3] lui ont paru infirmer les premières, en

(1) *Amer. Journ. of Sc.*, t. XXVIII, p. 378 ; 1904 ; — voir *J. de Phys.*, 4e série, t. IV, p. 293 ; 1905.

(2) *Nature*, t. LXX, p. 30.

(3) *Nature*, t. LXXI, p. 294 ; — *Phil. Mag.*, t. IX, p. 768 ; 1905 ; — voir *J. de Phys.*, ce vol., p. 65.

donnant d'ailleurs une quantité très inférieure $\left(\frac{1}{500}\right)$ à la quantité prévue. L'auteur relève dans ces deuxièmes expériences de Soddy de graves incertitudes, signalées d'ailleurs par Soddy lui-même, sur : 1° la quantité de radium primitivement contenue dans l'uranium employé, et 2° la grande vraisemblance d'un apport accidentel de radium au cours de l'année que dura l'expérience, dans un laboratoire où de grandes quantités de radium furent manipulées (l'électromètre fut reconnu infecté).

L'auteur a employé un électromètre neuf qui n'a eu, pendant toute la durée de l'expérience, que la déperdition normale due à l'air. Il a opéré sur 100 grammes d'azotate d'uranium parfaitement pur. La quantité de radium était inférieure à $1,7 \cdot 10^{-11}$ gramme au début, au bout de six mois et encore au bout de treize mois; cette quantité est inférieure à $\frac{1}{600}$ de la quantité prévue, si le radium était le produit *direct* de transformation de l'uranium. Cette expérience négative, conforme comme résultat à la première de Soddy, oblige donc à admettre l'existence de produits intermédiaires à transformation lente.

B.-B. BOLTWOOD. — Ultimate disintegration products of the radioactive elements (Derniers produits de transformation des éléments radioactifs). — P. 253-267.

Rutherford et Soddy, les premiers, ont émis l'idée que l'analyse précise des minéraux radioactifs permettrait de déterminer les derniers produits stables provenant de la décomposition des atomes radioactifs instables. D'autre part, la géologie fournit quelques renseignements sur l'âge relatif de ces minéraux et même de gisements différents d'un même minéral. C'est ainsi qu'on aura, pour la pechblende, deux groupes de gisements : les premiers, dits *anciens*, en place dans des formations granitiques (Norvège, Connecticut, Texas et Caroline); les seconds, dits *récents*, situés dans des filons métallifères remplissant des crevasses de terrains moins anciens (Saxe, Bohême, Cornouailles, Colorado, Dakota). En se basant sur ces deux catégories de données, l'auteur range provisoirement le plomb, le bismuth, le baryum, les terres rares, l'hydrogène et l'argon au nombre des produits stables de dislocation des atomes radioactifs.

Le plomb, constamment associé à l'uranium en proportions croissantes avec l'âge des minéraux, pourrait être le dernier terme (ra-

dium G) dela série des radiums de Rutherford [1]. Si chacune des cinq émissions successives de rayons α fait perdre un atome d'hélium, on arrive sensiblement au poids atomique du plomb.

Le thorium serait un produit de l'uranium et donnerait lui-même ultérieurement les métaux des terres rares. Comme les minéraux récents d'uranium en contiennent très peu, on admettrait que l'équilibre radioactif entre l'uranium et le thorium n'a pas encore eu le temps de s'établir, la *vie* du thorium étant encore beaucoup plus longue que celle ($2 . 10^9$ années) de l'uranium.

Le bismuth et le baryum existent en très petite quantité dans les minéraux anciens; ils pourraient provenir, le premier du thorium, et le second de l'actinium; c'est-à-dire l'un d'un élément à très lente transformation, et l'autre d'un élément très rare, plus rare que le radium.

En regardant l'hydrogène comme un produit de dislocation des atomes radioactifs à fortes masses atomiques, on expliquerait l'hydratation des minéraux radioactifs anciens, qui n'ont pu certainement subir d'action d'eaux extérieures, et aussi les propriétés réductrices de la pechblende.

L'argon, qui accompagne l'hélium dans les minéraux radioactifs, pourrait constituer des rayons α de faible vitesse, par suite incapables d'ioniser les gaz dans les transformations soi-disant sans émission de rayons constatées par Rutherford (transformation de radium B en radium C, de radium D en radium E).

Les analyses de pechblende de diverses origines dues à Hillebrand révèlent des proportionnalités intéressantes dans les minéraux de même âge (par exemple U et Pb, UO^2 et He). A ancienneté égale, la richesse en hélium est diminuée par la porosité; mais, d'une façon générale, la proportion d'hélium, comme celle de plomb (rapportées à l'uranium), est d'autant plus grande que le minéral est plus ancien.

HOWARD-L. BRONSON. — The effect of high temperatures on the rate of decay of the active deposit from radium (Influence des températures élevées sur la vitesse de décroissance de l'activité des dépôts provenant du radium). — P. 60-64.

Des fils de platine sont activés par l'émanation du radium, puis portés à une température déterminée dans un petit four électrique;

(1) Rutherford arrive à la même conclusion (*Phil. Mag.*, septembre 1905).

leur activité est ensuite mesurée, à diverses époques, à l'aide de l'électromètre hermétique, par la méthode de déviation constante déjà décrite par l'auteur.

La modification de la constante de temps $\left(\text{durée de réduction de l'activité à } \frac{1}{2}\right)$ par l'élévation de température s'explique dans l'hypothèse de Rutherford d'après laquelle il y a production successive de radium B qui n'émet pas de rayons, et de radium C qui en émet des trois types α, β et γ, si l'on admet, de plus, que le radium B est le plus volatil. Les constantes de temps seraient respectivement 26 minutes pour le radium B et 19 minutes pour le radium C.

Quand on empêche les produits volatils de s'en aller (en chauffant le fil en tube scellé vide), on trouve que le chauffage ne produit plus aucune variation de la constante de temps.

Les expériences de P. Curie et Danne sur ce sujet [1] s'interpréteraient aussi par l'hypothèse d'une inégale volatilité des deux produits constituant, par leur mélange, le dépôt radioactif.

CHARLES BASKERVILLE et L.-B. LOCKHART. — The phosphorescence of zinc sulphide through the influence of condensed gases obtained by heating rare-earth minerals (Phosphorescence du sulfure de zinc sous l'influence des gaz condensés obtenus en chauffant les minéraux des terres rares). — P. 93-94.

Ces expériences purement qualitatives ont porté sur un grand nombre de minéraux contenant des terres rares, de l'uranium ou du thorium. Les plus riches en hélium ont paru donner les plus belles phosphorescences, c'est-à-dire dégager le plus d'émanation du radium.

CHARLES BASKERVILLE et L.-B. LOCKHART. — The action of radium emanation on minerals and gems (Action de l'émanation du radium sur certains minéraux et pierres précieuses). — P. 95-96.

Les auteurs ont surtout étudié les minéraux qu'ils avaient trouvés le plus fluorescents ou phosphorescents sous l'action des rayons ultra-violets.

Un tube à essai, plongé dans l'air liquide, contient le minéral en

(1) *C. R.*, t. CXXXVIII, p. 748; 1904.

expérience; l'émanation du radium, dégagée en chauffant du chlorure de baryum radifère (d'activité 7.000), vient s'y condenser. La willémite, déjà employée par Rutherford, la wollastonite et les diamants de tiffanite ont donné les plus brillantes phosphorescences. Contrairement à l'attente des auteurs, la kunzite, à laquelle le radium donne une si brillante phosphorescence ([1]), reste complètement obscure : ce minéral ne serait donc excité que par les rayons β et γ du radium.

CARL BARUS. — On groups of efficient nuclei in dust-free air (Groupes de noyaux de condensation efficaces dans l'air privé de poussières). — P. 297-301.

CARL BARUS. — Relation of ions and nuclei in dust-free air (Relation entre les ions et les centres de condensation dans l'air privé de poussières). — P. 448-453.

De l'air bien privé de poussières par filtration, saturé de vapeur d'eau et non ionisé, donne par détente dans la *chambre de condensation* des couronnes qui permettent de compter les centres de condensation. Pour de faibles détentes (variation de pression de 21 centimètres à 27 centimètres de mercure), on a affaire aux rares ions présents (de 0 à $3 . 10^3$) ; mais, pour des détentes plus fortes, les couronnes révèlent un nombre bien plus considérable de noyaux efficaces ($4 . 10^5$ par centimètre cube pour une variation de pression de $41^{cm},5$ de mercure), probablement beaucoup plus petits que les rares ions présents, ces derniers pouvant néanmoins, à cause de leur grosseur, entraîner la majeure partie de l'eau condensée. Ces noyaux, que l'auteur qualifie de colloïdaux, font partie essentielle de l'air dénué de poussières, car ils se reforment spontanément dans l'air laissé en repos, à l'abri de tout rayonnement connu.

D'autre part, dans l'ionisation produite par les rayons γ du radium faible, ou par les rayons de Röntgen, le nombre des noyaux efficaces va d'abord *en diminuant*, à mesure que le radium ou l'anticathode s'approche de la chambre de condensation, et tend vers un minimum : tout se passe comme si les ions étaient des agglomérations de noyaux colloïdaux préexistant à toute ionisation; pour chaque intensité du rayonnement, il y aurait une espèce d'équilibre chimique réglant la grosseur et, par suite, le nombre de ces agglo-

([1]) *Amer. Journ.*, t. XVIII, p. 26 ; 1904 ; — voir *J. de Phys.*, 4e série, t. IV, p. 292 ; 1905.

mérations ; en effet, ces ions, précipités par condensation, se renouvellent immédiatement tant que la radiation agit.

Pour les faibles ionisations, ces agglomérations sont éphémères. Mais, pour les fortes ionisations, la pression cinétique due aux corpuscules peut devenir suffisante pour produire les agglomérations persistantes que l'on observe. Quand la radiation est très forte, les agglomérations ont des dimensions très variées, comme si elles étaient construites de noyaux colloïdaux de plus en plus petits.

Cette formation de noyaux d'abord éphémères, puis persistants, mais sans transition brusque, accompagnerait toujours l'ionisation, qu'elle soit produite par émission ou arrachement de corpuscules (radium, rayons de Röntgen, flammes, métaux incandescents) ou bien par la pression due aux vibrations à courtes longueurs d'onde de l'éther (rayons ultra-violets). Mais les ionisations corpusculaires seules donneraient des noyaux subissant l'action du champ électrique.

Ces idées, on le voit, sont assez différentes de celles qui sont généralement admises sur le mécanisme de l'ionisation.

H. Bénard.

JOURNAL DE CHIMIE-PHYSIQUE ;

T. II, n°s 1 à 5 ; 1905 (*suite*).

Ph.-A. GUYE. — Nouvelle méthode pour la détermination physico-chimique exacte du poids moléculaire et des poids atomiques des gaz. — P. 321.

MM. Guye et Friderich ont montré (1) que, si l'on rapporte l'équation d'état au volume unité, on doit avoir :

$$\frac{M}{L}(1+a)(1-b) = 22^{\text{lit}},412, \tag{1}$$

M étant le poids moléculaire du gaz dans le système $O^2 = 32$ et L le poids du litre de ce gaz dans les conditions normales. Les constantes a et b peuvent être calculées au moyen des données critiques,

(1) Ph.-A. Guye et L. Friderich., *Arch. des Sc. phys. et nat. de Genève*, 4e série, t. IX, p. 505 ; 1900.

soit par résolution de l'équation du 3e degré, soit par les méthodes plus simples et plus rapides de l'auteur ou de M. Haentchel [1].

On peut énoncer rigoureusement la règle d'Avogadro en disant que les volumes des divers gaz, considérés à 0° et sous la pression de 1 atmosphère, contenant rigoureusement le même nombre de molécules, sont entre eux comme les nombres :

$$\frac{1}{(1+a)(1-b)}, \qquad \frac{1}{(1+a')(1-b')}, \qquad \frac{1}{(1+a'')(1-b'')}.$$

Si l'on multiplie ces nombres par L, ils représentent à un facteur près les poids moléculaires; ce facteur n'est autre que la constante des gaz parfaits et on retrouve la relation (1).

La relation des densités limites, ainsi que la formule proposée, est contenue implicitement dans l'équation d'état de Van der Waals, et on peut démontrer que :

$$\frac{1}{p_0 v_0} = (1 - A_0') = \frac{1}{(1+a)(1-b)}.$$

A_0' étant le coefficient moyen d'écart à la loi de Mariotte du gaz étudié entre la pression 1 et la pression 0.

Il s'agit ici de corriger les valeurs de a et b obtenues au moyen des données critiques et d'obtenir les valeurs a_0 et b_0 à 0° et sous la pression de 1 atmosphère. Les formules proposées par MM. Amagat [2] et Reinganum [3] présentent de grandes difficultés pour le calcul.

On peut, pour le but proposé, chercher des formules plus simples.

Dans le cas des gaz permanents à 0°, on peut remarquer que, si on porte en abscisses les températures critiques absolues et en ordonnées les valeurs numériques de $\frac{M}{L}(1+a)(1-b)$, ces dernières se trouvent très approximativement sur une droite dont l'ordonnée à l'origine coïncide avec le nombre 22,412; on peut donc écrire :

$$\frac{M}{L}(1+a)(1-b) = (R + mT_c).$$

On détermine m en faisant dans le cas de l'oxygène M = 32,

(1) *Drude's Ann.*, t. XVI, p. 565; 1905.
(2) Amagat, *Rapp. Congr. Int. Phys.*, Paris, 1900, I, 571.
(3) Reinganum, *Dissertation Gottingen*, 1899.

L = 1,429 ; alors $m = 0{,}0000623$, ce qui donne pour le calcul du poids moléculaire de ces gaz :

$$M = \frac{22{,}412L}{1 + a - b - 0{,}00000210T_c}.$$

Pour les gaz liquéfiables à 0°, la correction est plus difficile ; l'auteur admet pour a_0 la valeur $a_0 = a\left(\frac{T_c}{T}\right)^{\frac{3}{2}}$ intermédiaire entre celles qu'ont employées M. D. Berthelot : $a_0 = a\,\frac{T_c}{T}$, et Clausius :

$$a_0 = a\left(\frac{T_c}{T}\right)^2.$$

Quant au covolume, on a :

$$b_0 = b\left(1 + \frac{T_c - T}{T_c}\right)\left(1 - \beta\,\frac{p_c}{p}\right).$$

$\beta = 0{,}0032229$ d'après les données relatives à l'acide carbonique.

L'emploi de ces formules donne des résultats très concordants, soit avec les déterminations gravimétriques, soit avec les autres méthodes physico-chimiques, sauf pour l'azote, dont la valeur admise est d'ailleurs sujette à revision. On peut également calculer par la même méthode le rapport des volumes entre composés chimiques gazeux.

Cette méthode de calcul par réduction des éléments critiques à 0° et à 1 atmosphère mérite donc d'être employée concurremment avec les autres.

G. Roy.

A. HAGENBACH et H. KONEN. — Atlas des spectres d'émission des éléments (Traduction française de H. Veillon). — Paris, Masson et Cie.

Cet atlas comprend la reproduction exacte, sans retouches, des spectres de tous les corps simples, à l'exception d'une dizaine obtenus jusqu'à ce jour en quantité insuffisante à l'état pur (F, Ga, Ge, Kr, Ne, etc.). Pour chaque élément, le spectre a été obtenu dans différentes conditions : arc, étincelle, tube à gaz raréfié, flamme. Ceci est indispensable pour un atlas complet, car le simple examen d'une des planches montre des différences capitales entre la lumière de l'arc et celle de l'étincelle par exemple : l'intensité des raies obtenues est essentiellement différente. Les auteurs ont reconnu en

particulier que l'introduction d'une self-induction convenable dans le circuit fournissant l'étincelle rapproche beaucoup le spectre obtenu de celui de l'arc, alors qu'il est souvent très différent pour un circuit de self-induction faible.

Les planches sont accompagnées d'une description détaillée signalant en particulier, pour chaque spectre, les raies introduites par les impuretés impossibles à éviter.

L'exposé des dispositifs employés pourra être consulté utilement par les personnes s'occupant de spectrophotographie.

Ajoutons en terminant que c'est au moment de la publication de cet atlas qu'a été édité d'autre part l'ouvrage analogue de MM. Eder et Valenta : *Beiträge zur Photochemie und Spektralanalyse* (Halle, 1904).

A. Gallotti.

P. PAGNINI. — L'elettricità atmosferica e la teoria di Edlund (L'électricité atmosphérique et la théorie d'Edlund). — *Rivista geografica italiana*, XII, fasc. 8; 1905.

L'auteur rappelle les nombreuses théories imaginées pour expliquer l'existence de l'électricité atmosphérique, et montre, par un certain nombre de faits, l'insuffisance de la théorie déjà ancienne d'Edlund attribuant l'électrisation de l'atmosphère à l'entraînement de l'éther par la Terre tournant dans son propre champ. Cette théorie est bonne tout au plus pour expliquer l'apparition de l'électrisation générale, dont les modifications ne peuvent se comprendre qu'en faisant intervenir les phénomènes météorologiques.

A. Gallotti.

ERRATA

Page 112. — L'équation (27 *e*) doit être :

$$q\,\frac{H}{H_0} = \frac{K}{P_i} - 2\,\frac{ri}{RT_i}$$

au lieu de

$$\rho\,\frac{H}{H_0} = \frac{K}{P_i} - \frac{ri}{2RT_i}.$$

De même, dans les équations (27 *e*) et (28) plus bas de la même page, ρ doit être remplacé par q (on pourrait encore écrire 27 *f* au lieu de 27 *e*).

Page 138, 4ᵉ ligne : au lieu de *quantitatif*, lire *qualitatif*.

TABLE DES MATIÈRES (*suite*).

MARS 1906.

(*Voir* la suite à la page 2.)

TABLE DES MATIÈRES.

MARS 1906.

(Voir la suite à la page 3.)

Tours. — Imprimerie Deslis Frères.

Le Gérant : [illegible]

Ce Recueil paraît chaque mois.

JOURNAL
DE PHYSIQUE
THÉORIQUE ET APPLIQUÉE,

FONDÉ

PAR J.-CH. D'ALMEIDA

ET PUBLIÉ PAR

MM. E. BOUTY, P. CURIE, G. LIPPMANN, E. MASCART,
H. POINCARÉ

ET

MM. B. BRUNHES, M. LAMOTTE, G. SAGNAC,
adjoints à la rédaction,

AVEC LA COLLABORATION

D'UN GRAND NOMBRE DE PROFESSEURS ET DE PHYSICIENS.

QUATRIÈME SÉRIE.

TOME V. — AVRIL 1906.

(Paru le [illegible] Mai.)

PARIS,
AU BUREAU DU JOURNAL DE PHYSIQUE,
[illegible] bis, RUE NOTRE-DAME-DES-CHAMPS.

[illegible]

[illegible]

Le *Journal de Physique théorique et appliquée* paraît chaque mois et forme par an un volume grand in-8° de 40 à 60 feuilles, avec figures dans le texte. Les volumes de la première série, 1872-1881, se vendent séparément 20 francs (sauf l'année 1873 épuisée). Les vingt derniers volumes, 1882-1901, se vendent séparément.................. 15 fr.

Les abonnements sont annuels et partent de janvier

Prix pour un an (12 numéros):

France.. 17 fr.
Etranger.. 18 fr.

On s'abonne dans tous les bureaux de poste, au nom de M. Sandoz, rue Notre-Dame-des-Champs, 119 *bis*, 6e.

Tout ce qui concerne la rédaction doit être adressé à M. Lucien Poincaré, 130, rue de Rennes, Paris, 6e.

Tout ce qui concerne l'administration doit être adressé à M. Sandoz, rue Notre-Dame-des-Champs, 119 *bis*.

La table générale des trois séries (1872-1901) est mise en vente au prix de 10 francs.

AVIS

Désireuse de publier le plus promptement possible des Analyses des Travaux étrangers, la Rédaction prie MM. les Auteurs de vouloir bien lui envoyer désormais deux exemplaires de leurs nouveaux Mémoires.

TABLE DES MATIÈRES (*suite*).

AVRIL 1906.

PASSAGE DE L'ÉLECTRICITÉ A TRAVERS DES COUCHES DE GAZ ÉPAISSES. LOI DE PASCHEN. APPLICATION A LA HAUTE ATMOSPHÈRE (1);

Par M. E. BOUTY (2).

1. — Quand on opère sur une couche de gaz suffisamment épaisse et que la pression n'est pas trop petite, la formule des champs critiques se réduit à un seul terme:

$$y = a\sqrt{p(p+b)}. \tag{1}$$

y est le champ critique, p la pression, a une constante que nous avons désignée sous le nom de *cohésion diélectrique* du gaz, b une quantité qui est constante pour une couche de gaz d'épaisseur invariable, et dont nous nous proposons d'étudier la variation avec l'épaisseur. Tel est le premier objet du présent Mémoire.

2. — Je produis le champ constant, à l'intérieur duquel est placée la masse gazeuse en expérience, à l'aide d'un condensateur à plateaux. Pour opérer sur des couches gazeuses épaisses, sans sacrifier la régularité du champ, il faut donc employer des plateaux de très grande surface. J'ai fait usage de plateaux de zinc de 1 mètre et de $1^m,70$ de diamètre.

Un premier condensateur était de construction trop légère et se gondolait très notablement sur les bords. Je lui en substituai un autre, beaucoup plus rigide, dans lequel la distance des plateaux ne variait pas, d'un point à un autre, de la cent cinquantième partie de sa valeur. Deux séries d'expériences, faites avec un même ballon de 12 centimètres d'épaisseur, n'offrent cependant aucune différence systématique. On s'en convaincra par le tableau suivant, dans lequel les nombres obtenus avec le condensateur défectueux sont marqués d'un astérisque (3).

---

(1) Voir *J. de Phys.*, 4e série, t. II, p. 401 ; t. III, p. 12, 489 et 513 ; t. IV, p. 317 ; — et Congrès de Grenoble 1895 (*Assoc. pour l'av. des Sciences*).

(2) Communication faite à la Société française de Physique, séance du 16 mars 1906.

(3) J'ai tenu à montrer par cet exemple combien faible est l'influence d'irrégularités des plateaux éloignées de la région centrale occupée par le gaz.

I. — *Air.*

Épaisseur, 12^{cm}. — Plateaux de 1^{m}; distance des plateaux, 15^{cm}.

	y		
p	Observé	Calculé	Différence
2,303	1070	1102	+ 30
*2,189	1035	1053	+ 20*
2,141	1029	1033	+ 4
*2,088	992	1011	+ 19*
2,026	982	985	+ 3
1,712	852	851,5	— 0,5
*1,633	836	818	— 18*
*1,359	702	700	— 2*
1,257	657,5	656,5	— 1
*1,015	567	553	— 14*
0,902	508	503,5	— 4,5
0,731	429	428	— 1
*0,630	393	383	— 10*
0,564	363,5	354	— 9,5
0,310	241,5	234,5	— 7
*0,288	225	223,5	— 1,5*
0,185	166,5	169,5	+ 3
0,120	121,8	131,4	+ 9,6
*0,113	119,5	127	+ 7,5*
0,0667	99	94,7	— 4,3
Erreur moyenne.....	Condensateur défectueux.		— 1,12
	— parfait.....		+ 1,83

Les valeurs de y ont été calculées par la formule :

$$y = 419\sqrt{p\,(p + 0,7)}; \qquad (2)$$

419 est la cohésion diélectrique de l'air calculée par les anciennes expériences qui, étendues à des pressions plus élevées, déterminent ce coefficient avec plus d'exactitude. Les pressions ont toujours été supérieures à un demi-millimètre et, dans ces conditions, la formule (2) est parfaitement suffisante.

3. — Avec un ballon en forme de tonneau d'environ $8^{cm},7$ de diamètre équatorial et 20 centimètres de diamètre dans le sens du champ, j'ai opéré comparativement sur le condensateur de 1 mètre et sur celui de $1^{m},70$ de diamètre, en plaçant les plateaux à une même distance de 24 centimètres. Dans le tableau suivant, les nombres marqués d'un astérisque se rapportent au grand condensateur.

II. — *Air.*

Épaisseur, 20 centimètres.

	y		
p	Observé	Calculé	Différence
*1,447	668,4	687,1	+ 18,7*
1,408	666,7	672,3	+ 5,6
1,301	627,4	636,9	+ 9,5
*1,242	596,4	602,0	+ 5,6*
*1,234	593,3	598,6	+ 5,3*
1,214	580,9	587,0	+ 6,1
1,112	552,5	547,0	— 5,5
*0,906	464,3	459,1	— 5,2*
0,889	453,8	448,2	— 5,6
*0,823	423,5	424,8	+ 1,2*
0,802	422,1	414,7	— 7,4
*0,625	340,8	338,5	— 2,3*
0,590	337,5	323,3	— 14,2
0,5575	312,5	309,5	— 3
*0,398	241,7	239,0	— 2,7*
0,389	241,0	234,9	— 6,1
0,3255	211,6	206,3	— 5,3
0,240	163,4	166,8	+ 3,4
*0,234	164,6	164,5	— 0,1*
0,192	140,0	143,7	+ 3,7
*0,145	119,8	119,8	0 *
0,1056	102,1	98,6	— 3,5
*0,0983	88,9	94,5	+ 5,6*
0,0850	87,3	86,7	— 0,6
*0,0651	68,8	74,4	+ 5,6*
0,0526	62,1	65,8	+ 3,7
0,0471	60,75	62,2	+ 1,45
*0,03475	50,0	52,6	+ 2,6*
0,0288	46,6	46,6	0
0,0256	46,0	44,6	— 1,4
*0,0177	38,6	36,4	— 2,2*
0,0149	35,5	33,7	— 1,8
*0,0111	31,7	29	— 2,7*
Erreur moyenne.....	Condensateur de $1^m,70$....		+ 2,15
	— 1^m »....		— 0,92

Les nombres calculés ont été obtenus par la formule :

$$y = 419 \sqrt{p\,(p + 0,42)}. \tag{3}$$

Au premier abord, il est impossible de distinguer les nombres des deux séries; cependant il y a une très légère différence systématique ,

égale en moyenne à trois unités, et dans un sens tel qu'avec le grand condensateur les champs critiques observés sont un peu plus faibles, ce que l'on devait attendre *a priori*.

Avec le plus grand condensateur, le rapport de la distance des plateaux à leur diamètre était $\frac{24}{170}$ ou un peu moins de $\frac{1}{7}$; il est de $\frac{24}{100}$, c'est-à-dire presque de $\frac{1}{4}$, avec le plus petit. Nous en concluons qu'une distance des plateaux atteignant même le quart de leur diamètre est parfaitement admissible dans ces expériences.

4. — Cette observation a permis de faire des mesures avec un tube cylindrique de $7^{cm},8$ de diamètre et de $37^{cm},8$ de long, dans la direction du champ ; les plateaux du condensateur de $1^{m},70$ étaient à la distance de 40 centimètres. Le rapport $\frac{4}{17}$ de la distance au diamètre est encore un peu inférieur à $\frac{1}{4}$. Le tableau suivant se rapporte à cette série de mesures.

III. — *Air.*

Épaisseur, $37^{cm},8$.

	y		
p	Observé	Calculé	Différence
0,8545	395,1	403,8	+ 8,7
0,697	333,1	336,7	+ 3,6
0,5605	280,2	279,2	— 1,0
0,489	254,2	248,4	— 5,8
0,4005	215,0	210,5	— 4,5
0,3485	193,0	188,1	— 4,9
0,329	178,6	178,9	+ 0,3
0,2645	155,7	151,9	— 4,2
0,2425	143,9	141,8	— 2,1
0,1521	104,6	101,0	— 4,6
0,1241	88,7	87,7	— 1,0
0,0977	72,8	74,1	+ 1,3
0,0620	54,9	56,6	+ 1,7
0,0538	51,1	51,6	+ 0,5
0,0333	38,3	39,2	+ 0,9
0,0255	33,8	33,8	0
0,0247	32,5	33,2	+ 0,7
0,0191	29,1	28,9	— 0,2
0,0136	24,8	24,1	— 0,7
0,0107	22,8	21,5	— 1,5

Les nombres calculés ont été obtenus par la formule :

$$(4) \qquad y = 419 \sqrt{p\,(p + 0{,}23)},$$

et serrent de très près l'observation, même à la pression de un dixième de millimètre. Pour cette pression, l'influence propre de la paroi est encore négligeable.

5. — Comparons les résultats des trois groupes d'expériences ci-dessus et des expériences plus anciennes [1], relatives à des ballons dont le diamètre dans le sens du champ était seulement de $5^{cm},6$.

Nous remarquons d'abord que la formule (1) réduite à un terme s'applique à des pressions de plus en plus basses, à mesure que le diamètre du ballon ou du tube, évalué dans la direction du champ, est plus considérable. Ainsi, avec le ballon de $5^{cm},6$, le terme en $\frac{1}{p}$ de la formule complète affectait déjà de une unité les valeurs calculées du champ critique pour une pression de $0^{cm},84$; avec le tube de $37^{cm},8$, on n'observe une altération égale que pour une pression de $0^{cm},015$.

On peut en conclure avec une très grande probabilité ce que nous admettions déjà antérieurement, à savoir que ce premier terme seul est réellement afférent au gaz, l'autre étant plus ou moins lié à l'état de la paroi.

6. — Nous voyons, en second lieu, que le coefficient a du radical, la *cohésion diélectrique*, se maintient invariable pour un gaz donné, quelque grande que soit l'épaisseur e de la masse intéressée à la décharge. C'est bien un coefficient spécifique du gaz.

7. — En ce qui concerne le coefficient b, sa valeur trouvée avec le ballon de $5^{cm},6$ était 1,4. Mettons en regard les valeurs tirées des formules (2), (3) et (4), nous obtenons le tableau suivant :

IV. — *Air.*

Influence de l'épaisseur.

e	b	be
5,6	1,4	7,84
12	0,7	8,4
20	0,42	8,4
37,8	0,23	8,7
	Moyenne..........	8,36

(1) Voir *J. de Phys.*, 4e série, t. II, p. 415 ; 1903.

Le coefficient b, *tout au moins à partir d'une certaine épaisseur minimum de la masse gazeuse* [1], varie en raison inverse de cette épaisseur.

8. — Les expériences rapportées ci-dessus sont relatives à l'air. J'ai aussi expérimenté avec l'hydrogène.

Les résultats suivants se rapportent à de l'hydrogène électrolytique et ont été obtenus avec le ballon de 12 centimètres.

V. — *Hydrogène électrolytique.*

Épaisseur, 12 centimètres.

	y		
p	Observé	Calculé	Différence
4,395	1015,9	1009,6	— 6,3
4,270	959,1	984,0	+ 24,9
3,987	929,4	925,5	— 3,9
3,857	893,9	898,7	+ 4,8
3,690	852,2	864,0	+ 11,8
3,374	788,7	798,6	+ 9,9
2,726	676,7	664,2	— 12,5
2,588	639,5	635,5	— 4,0
2,456	607,8	607,8	0
1,756	465,5	461,0	— 4,5
1,283	386,8	360,1	— 26,7
0,951	293,5	288.0	— 5,5
0,806	262,2	255,8	— 6,4
0,521	184,8	189,8	+ 5,0
0,403	157,1	160,9	+ 3,4
0,165	87,1	94,5	+ 7,4
0,1047	77,3	74,3	— 3,0

La formule employée pour le calcul est

$$y = 205\sqrt{p(p+1,125)}\ ;$$

avec un ballon de 16^{m},3, on a trouvé

$$y = 205\sqrt{p(p+0,83)}.$$

9. — Voici, enfin, les résultats obtenus avec de l'hydrogène (préparé par le zinc et l'acide sulfurique) et avec le ballon de 20 centimètres.

---

[1] Pour de faibles épaisseurs (de 3 à 5 centimètres), ce coefficient m'avait paru constant.

VI. — *Hydrogène.*

Épaisseur, 20 centimètres.

p	y Observé	y Calculé	y Différence
2,828	636,8	646,1	+ 9,3
2,620	601,6	603,3	+ 1,7
2,180	513,4	512,3	— 1,1
1,760	422,8	425,2	+ 2,4
1,409	362,3	352,2	— 10,1
1,269	331,0	322,8	— 8,2
0,719	210,1	206,0	— 1,4
0,664	194,0	194,0	0
0,318	112,8	115,5	+ 2,7
0,1675	83,0	76,6	— 6,6
0,1000	56,0	57,4	+ 1,4
0,0572	46,5	42,2	— 4,3

La formule empirique est :

$$y = 205\sqrt{p\,(p + 0{,}685)}; \tag{5}$$

205 est la cohésion diélectrique de l'hydrogène, déterminée au moyen du ballon de 5^{cm},6, avec lequel on avait $b = 2{,}25$.

En résumé, on a :

VII. — *Hydrogène.*

Influence de l'épaisseur.

e	b	be
5,6	2,25	12,6
12	1,125	13,5
16,3	0,83	13,53
20,0	0,685	13,7
	Moyenne.........	13,33

Le coefficient b est encore en raison inverse de l'épaisseur.

Cela posé, la formule des champs critiques, pour des pressions telles que l'influence des parois soit négligeable, peut s'écrire :

$$y = a\sqrt{p\,(p + b)} = a\sqrt{p\left(p + \frac{k}{e}\right)}; \tag{6}$$

k est, comme a, une constante spécifique du gaz, égale à 8,36 pour l'air, à 13,33 pour l'hydrogène.

10. — La différence de potentiel Y entre les deux extrémités de la colonne gazeuse traversée par l'effluve n'est pas une donnée immé-

diate de mes expériences. On la détermine en multipliant le champ critique y par l'épaisseur e :

$$(7) \qquad Y = ey = ae\sqrt{p\left(p+\frac{k}{e}\right)} = a\sqrt{pe(pe+k)}.$$

Elle ne dépend que du produit de la pression par l'épaisseur, c'est-à-dire qu'à température constante elle ne dépend que de la masse gazeuse, rapportée à l'unité de section.

J'ai démontré ailleurs (¹) qu'à masse constante et à volume constant le champ critique y et par conséquent la différence de potentiel Y sont indépendants de la température. Il en résulte que Y *ne dépend, en définitive, que de la masse gazeuse intéressée rapportée à un centimètre carré de section.*

11. — Ce qu'on nomme *différence de potentiel explosive* entre électrodes métalliques correspond précisément à notre différence de potentiel Y. M. Paschen (²) a déduit d'expériences faites uniquement à la température ordinaire que *la différence de potentiel explosive ne dépend que de la masse de gaz intéressée, rapportée à l'unité de section.* La loi qu'il a énoncée est donc identique à celle à laquelle j'arrive ici pour les différences de potentiel critiques. M. Paschen n'indique d'ailleurs nullement la relation qui peut subsister entre Y et pe.

12. — J'ai moi-même essayé de reconnaître si la présence d'électrodes métalliques modifie ou non la différence de potentiel critique. A cet effet j'ai fait construire de larges tubes de verre cylindriques de 15 à 17 centimètres de long(³), terminés par des bords plats et rodés, sur lesquels on pouvait mastiquer soit des plaques de verre, soit des plaques métalliques. Ces plaques pouvaient être soit isolées, si la distance des plateaux du condensateur était supérieure à l'épaisseur du cylindre, soit en communication métallique avec les plateaux du condensateur, sur lequel elles reposaient alors directement.

Malheureusement ce dispositif, qui ne diffère pas essentiellement de celui qui a toujours été employé pour l'étude des potentiels explosifs à basse pression, se montre très inférieur à ma méthode ordinaire au point de vue de l'exactitude des mesures. Je paraffine, comme de coutume, la paroi latérale du cylindre, et la couche de

(¹) Voir *J. de Phys.*, 4ᵉ série, t. III, p. 12 ; 1904.
(²) Paschen, *Wied. Ann.*, t. XXXVII, p. 79; 1889.
(³) Diamètre, $5^{cm},4$.

paraffine est fondue avant chaque mesure. Mais la nécessité de ne pas ramollir le mastic limite la température à laquelle la paroi isolante peut être portée. On est donc exposé à laisser subsister sur la paroi des traces d'électricité. De plus, quand les bases du cylindre, *métalliques ou non*, sont en contact avec les plateaux, la communication électrique directe, maintenue pendant quelques secondes à chaque essai, est éminemment favorable au développement de charges permanentes à la surface du diélectrique. Il en résulte des irrégularités parfois très graves, surtout dès que la différence de potentiel des plateaux est un peu élevée.

Je ferai remarquer aussi que, dans ce cas, le *retard à la décharge*, que je n'observais que d'une manière très exceptionnelle dans mes expériences antérieures, et qui était alors très minime, devient ici presque normal et atteint souvent des durées notables.

13. — Malgré ces perturbations, les expériences suffisent à prouver que, tout au moins quand le potentiel n'est pas trop élevé, la présence de plaques métalliques, *fonctionnant ou non comme électrodes*, ne modifie pas normalement les champs critiques, ni par conséquent les potentiels explosifs.

Par exemple, le tableau suivant se rapporte à des plaques de laiton parfaitement polies et *isolées*. La troisième colonne du tableau indique, en regard des champs critiques observés avec les plaques de laiton, les valeurs que l'on obtiendrait, pour la même pression, si l'on remplaçait les plaques de laiton par des plaques de verre de même épaisseur (¹).

VIII. — *Air.*

Épaisseur de la couche d'air, 16 centimètres.

Plaques de laiton poli isolées et verre.

p	Laiton	Verre	Différence
2,053	912,9	925,1	+ 12,3
1,775	790,4	812,7	+ 22,3
1,356	623,1	625,9	+ 2,8
1,202	592,4	580,2	— 12,2
0,872	433,5	442,0	+ 8,5
0,626	338,2	337,7	— 0,5
0,488	277,8	278,2	+ 0,4
0,247	167,0	171,2	+ 4,2
0,117	105,7	105,4	— 0,3
0,0641	70,7	74,4	+ 3,7
0,0275	44,0	47,0	+ 3,0

(¹) Nombres calculés par interpolation, d'après les observations faites dans le cas de plaques de verre non en contact avec les plateaux.

14. — Voici maintenant la comparaison des champs critiques observés soit avec des plaques de verre *en contact avec les plateaux* du condensateur, soit avec des plaques d'aluminium également *en contact avec les plateaux* et servant par conséquent d'électrodes. Les nombres relatifs à l'aluminium sont imprimés en chiffres gras. La troisième colonne du tableau indique les nombres que l'on aurait observés avec des plaques de verre *non en contact avec les plateaux*.

IX. — *Air.*

Épaisseur de la couche d'air, $16^{cm},3$.
Plaques-électrodes d'aluminium et lames de verre en contact avec les plateaux du condensateur.

p	Verre ou aluminium non isolé	Verre isolé	Différence
2,268	944,4	1002,7	+ 58,3
2,268	**929,2**	**1002,7**	**+ 73,5**
2,028	832,6	902,2	+ 69,6
1,603	687,2	734,3	+ 47,0
1,471	**673,5**	**681,2**	**+ 7,7**
1,388	650,4	645,8	— 4,6
1,301	**605,8**	**612,4**	**+ 6,6**
1,268	591,7	599,0	+ 7,4
0,971	**476,5**	**478**	**+ 1,5**
0,614	**335,4**	**330,8**	**— 4,6**
0,268	**173,8**	**181,9**	**+ 8,1**
0,139	**108,1**	**119,2**	**+ 11,1**
0,125	107,1	115,6	+ 7,9
0,0889	**89,3**	**91,5**	**+ 2,2**
0,0445	60,1	64,3	+ 4,2
0,0422	**57,9**	**60,5**	**+ 2,6**
0,0188	**41,4**	**40,5**	**— 0,9**
0,0119	30,9	32,3	+ 1,4

On voit qu'il n'y a pas de différence appréciable entre les nombres fournis par le verre ou par l'aluminium, l'un et l'autre *en contact avec les plateaux*, bien que, dans le premier cas, on n'observe qu'une décharge instantanée, *amorphe*, d'*apparence uniforme*, tandis que dans le second il se produit une décharge continue présentant les régions bien différenciées (espace obscur, colonne positive, etc.) qu'on observe d'ordinaire dans les tubes de Geissler. On voit en outre que les champs critiques apparents ainsi déterminés (colonne 2) sont généralement inférieurs à ceux que l'on observerait avec le verre isolé (colonne 3). La différence (colonne 4) est relativement considérable pour les pressions supérieures à $1^{cm},5$, c'est-à-dire quand la diffé-

rence de potentiel entre les deux plateaux est supérieure à 10 ou 12.000 volts ; mais elle est encore appréciable à tous les voltages.

Au reste, pour obtenir le tableau précédent, on a dû supprimer, *aussi bien dans le cas des plaques de verre non isolées que dans celui des électrodes d'aluminium*, d'assez nombreuses expériences relatives à des potentiels totaux de plus de 10.000 volts, pour lesquelles l'abaissement apparent du champ critique était *absolument irrégulier* et pouvait atteindre le cinquième ou même le quart du champ critique normal. On ne peut guère attribuer ces anomalies qu'aux charges permanentes développées le long de la surface latérale du cylindre de verre non isolé.

15. — En définitive, on doit conclure que le mécanisme de la décharge initiale est le même, que celle-ci se produise entre des plaques de verre ou de métal. C'est dire que les phénomènes dont elle résulte ont leur origine dans le gaz. Le métal n'intervient qu'après coup, pour fournir à l'entretien de la décharge déjà amorcée. C'est ce que l'on admet dans la théorie des ions et c'est aussi la conclusion à laquelle divers physiciens, et notamment M. Hemsalech (1), ont déjà été amenés par l'étude de la constitution de la décharge.

16. — Les expériences que je viens de rapporter sont toutes relatives à de grandes épaisseurs d'air. Elles justifient l'extension aux différences de potentiel critiques entre électrodes métalliques de la loi de Paschen, établie ci-dessus (§ 10) pour les différences de potentiel critiques à l'intérieur de vases de verre entièrement isolés.

J'insiste sur ce que tous les nombres cités se rapportent exclusivement à la branche ascendante de la courbe des champs critiques ou des potentiels explosifs (région où le potentiel croît avec la pression). Je réserve les phénomènes relatifs à la branche descendante (celle des champs critiques croissant quand la pression décroît). Mes anciennes observations établissant le rôle joué, à ces pressions très basses, par la paroi diélectrique ou par la couche gazeuse adhérente, sont défavorables à l'extension *rigoureuse* de la loi de Paschen à cette branche de la courbe (2).

(1) Voir *J. de Phys.*, 4e série, t. I, p. 76 ; 1902 ; — *C. R.*, t. CXL, p. 1103 et 1123 ; 1905.

(2) Des expériences très soignées de M. Carr (*Phil. Trans.*, p. 403 ; 1903), *sur des électrodes métalliques*, semblent cependant étendre la loi de Paschen à la région du minimum et à la seconde branche de la courbe, tout au moins à titre de première approximation.

17. — Revenons à la formule (7). La courbe construite en prenant pour abscisses pe et pour ordonnées Y admet une asymptote Y_1 :

$$(8)\qquad \begin{cases} Y_1 = \dfrac{ak}{2} + a\,(pe) = A + a\,(pe), \\ A = \dfrac{ak}{2}. \end{cases}$$

L'ordonnée à l'origine A de cette asymptote est, comme k, une constante spécifique du gaz, égale à environ 1.760 volts ou 58,7 C. G. S. électrostatiques pour l'air, à 1.370 volts ou 45,6 C. G. S. pour l'hydrogène. Par analogie avec la cohésion diélectrique, je propose de désigner la constante A sous le nom d'*adhésion diélectrique*.

L'adhésion diélectrique est l'ordonnée à l'origine de l'asymptote dont la cohésion diélectrique est le coefficient angulaire.

18. — Si, au lieu d'évaluer le produit pe à l'aide de l'épaisseur (en centimètres) et de la pression (évaluée par la longueur en centimètres de la colonne de mercure normal qui l'équilibre), on se reporte à la signification physique de ce produit, on est conduit à exprimer Y et Y_1 en fonction de la masse de gaz traversée, rapportée à l'unité de section, ou, ce qui vaut mieux pour la comparaison des divers gaz entre eux, en fonction de l'épaisseur u qu'occuperait ce gaz ramené à la pression normale. La loi de Mariotte donne :

$$pe = p_0 u\,;$$

$$(9)\qquad Y = ap_0\sqrt{u\left(u + \frac{k}{p_0}\right)}\,;$$

$$(10)\qquad Y_1 = \frac{ak}{2} + ap_0 u = A + a_1 u\,; \qquad a_1 = ap_0.$$

Le coefficient A (adhésion diélectrique) ne change pas, mais le nombre a_1 qui exprime maintenant la cohésion diélectrique se trouve multiplié par p_0.

Pour l'air on a :

$$a_1 = 419.76 = 3,18 . 10^4$$

ou, si l'on prend pour unité de différence de potentiel l'unité C. G. S. électrostatique au lieu du volt,

$$a_2 = \frac{1}{300}\,a_1 = 1,06 . 10^2.$$

19. — D'après la formule (6), le champ critique afférent à un gaz tend vers zéro avec la pression.

Pratiquement, tout ce qu'on peut affirmer, c'est que ce champ est susceptible de devenir de plus en plus petit, à mesure que l'épaisseur des couches gazeuses employées est plus grande.

Tandis qu'avec un ballon de $5^{cm},6$ d'épaisseur le champ critique minimum était de 129 volts par centimètre, avec un tube de $37^{cm},8$ j'ai pu observer des champs critiques de 16,4 volts par centimètre seulement; la pression était alors de $\frac{1}{25}$ de millimètre. Enfin, avec un tube de 93 centimètres de long, dans un champ qui, il est vrai, ne pouvait plus être considéré comme rigoureusement uniforme, j'ai pu observer des champs critiques de 8 à 9 volts par centimètre, c'est-à-dire de l'ordre de grandeur de six à sept fois seulement le champ électrostatique moyen au voinage de la surface de la terre. La pression était alor des 19 millièmes de millimètre. A cette pression, et pour un ballon de $5^{cm},6$, le champ critique eût été de 464 volts par centimètre.

20. — Si, comme tout porte à le croire, on est encore loin, dans ces expériences, des champs critiques les plus minimes susceptibles de provoquer l'effluve, il y a lieu de penser qu'il y a, dans la haute atmosphère, une région où l'air très raréfié, considéré en couche suffisamment épaisse, ne pourrait supporter même le champ électrique terrestre normal sans livrer passage à de l'électricité[1].

A ces hauteurs, l'air serait donc normalement ionisé, et la distribution des ions positifs en équilibre serait telle que le champ électrique résultant diminuerait rapidement à mesure qu'on s'élèverait davantage et tendrait rapidement vers zéro.

Il serait particulièrement intéressant de poursuivre le plus loin possible l'étude de la diminution des champs critiques dans des couches très épaisses de gaz raréfiés. Si la curieuse conséquence que nous avons tirée de nos formules était définitivement établie, la météorologie de la haute atmosphère en serait éclairée d'un jour nouveau.

---

[1] Ce serait une conséquence nécessaire de la loi de Paschen, si celle-ci était rigoureusement établie pour toutes les pressions. Le minimum de la différence de potentiel explosive correspondrait, dans cette hypothèse, à une masse de gaz invariable par unité de section des électrodes et posséderait une valeur fixe. Le champ critique correspondant, quotient de la différence de potentiel explosive par l'épaisseur, laquelle varie en raison inverse de la pression, tendrait donc vers zéro avec la pression.

LA MESURE RAPIDE DES BASES GÉODÉSIQUES;

Par M. Ch.-Éd. GUILLAUME (1).

Exposé sommaire des méthodes. — La détermination précise d'une base géodésique utilise des procédés qui, tout en variant beaucoup dans le détail, se ramènent essentiellement à deux types distincts; mais encore ces deux modes d'opérer possèdent-ils un départ commun; la longueur à mesurer étant limitée par deux termes invariablement fixés au sol, et le plus souvent enfoncés au-dessous de son niveau, on place, dans la verticale du premier terme, l'une des extrémités d'un étalon aligné dans la direction de la base, et qui en mesure la première portée; c'est seulement à partir de cette opération que les deux méthodes commencent à diverger.

Dans un système employé surtout à la fin du xviiie siècle et au début du xixe, on aligne, à la suite du premier, plusieurs étalons placés à une petite distance l'un de l'autre, puis on détermine leur écartement soit à l'aide d'un coin, soit au moyen d'une languette portée par l'un d'eux, et qu'on fait buter contre l'autre, tandis qu'on lit à la loupe la position de la languette par rapport à la division de l'étalon qui la porte.

L'autre système, qui s'est de plus en plus substitué au premier, utilise un seul étalon, que l'on déplace de sa propre longueur devant un repère marquant successivement son extrémité antérieure et son extrémité postérieure. L'étalon est toujours compris entre deux repères, dont un certain nombre sont alignés le long de la base, ceux devenus inutiles après son passage étant reportés en avant de la section mesurée.

La substitution graduelle de cette méthode à l'ancienne a été entraînée par l'abandon des étalons à bouts et leur remplacement par les étalons à traits. Dans l'emploi des règles à traits fins, le repère transitoire est généralement un microscope micrométrique porté, avec ses organes de réglage, sur un solide trépied de bois.

La base, servant de départ aux triangles géodésiques, il est avantageux de la choisir aussi longue que possible, ou, plus exacte-

---

(1) Communication faite à la Société française de Physique, séance du 7 juillet 1905.

ment, de lui donner une étendue en proportion avec l'ampleur des opérations dont elle fournit l'échelle.

Les bases topographiques ou cadastrales dépassent rarement 1 kilomètre, tandis que les bases géodésiques atteignent une moyenne d'une dizaine de kilomètres.

Au cours du XIXe siècle, la mesure des bases, quelle que fût la méthode générale employée, a subi une double évolution. Dans les trois premiers quartiers du siècle, on a cherché surtout à augmenter la précision des mesures, sans se préoccuper beaucoup du labeur qu'elles imposaient ; on est arrivé ainsi à réaliser des opérations très parfaites, mais extrêmement coûteuses, et dont on était conduit à réduire le nombre autant que possible. Ainsi, pour l'ensemble considérable de la géodésie française par exemple, on s'est limité à la mesure de trois bases, situées respectivement près de Paris, de Dunkerque et de Perpignan. Tous les autres points géodésiques ont été atteints par des triangles.

Dans les dernières décades du siècle, on a tenté, au contraire, de simplifier les méthodes de mesure, quitte à sacrifier au besoin un peu de l'exactitude réalisée par les méthodes anciennes ; on a pu ainsi répartir son effort sur la détermination d'un plus grand nombre de bases, contrôlant mieux la triangulation.

Mais un fait domine toutes les fluctuations des idées sur la mesure des basses géodésiques : c'est la préoccupation constante d'évaluer avec exactitude la température des étalons sur le terrain ; et la détermination de cette variable, dont dépend la longueur de l'instrument de mesure, a toujours été considérée par les géodésiens comme si difficile et si importante qu'on pourrait presque dire que l'histoire des appareils de base se confond pratiquement avec celle des précautions prises pour éviter les erreurs de température.

Appareils monométalliques et appareils bimétalliques. — Dès la fin du XVIIIe siècle, deux systèmes distincts d'étalons se trouvent constamment en présence : les anciens étalons monométalliques accompagnés de thermomètres, et les étalons bimétalliques, proposés par Borda et Lavoisier, et dans lesquels la longueur de l'un d'eux, considéré comme étalon principal, est déduite de la différence des deux étalons, mesurée sur chacune des portées de la base.

Dans l'emploi de l'étalon monométallique, les géodésiens américains ont poussé le perfectionnement à l'extrême en immergeant la règle de base dans de la glace râpée. Cette solution ne laisse assu-

rément rien à désirer au point de vue théorique; mais elle soulève de grosses difficultés pratiques en campagne.

Les étalons bimétalliques les plus parfaits qui aient été construits sont dus aux frères Brunner, qui ont exécuté successivement les appareils de bases d'Espagne, de France, d'Égypte et d'Allemagne. La règle d'Égypte est actuellement attribuée au Service des Arpentages de ce pays; les trois autres ont servi aux opérations les plus importantes de la géodésie européenne.

L'emploi de la règle bimétallique, si l'on veut en tirer tout ce qu'elle peut donner comme précision, exige plus de cinquante hommes sur le terrain, et cette règle permet de mesurer environ 400 mètres par jour. C'est un instrument très délicat et d'un maniement difficile.

Nouvel étalon en invar. — Au cours des études que nous avons poursuivies, M. Benoît et moi, pendant plusieurs années sur les étalons géodésiques de divers pays, nous avons eu de nombreuses occasions de noter les avantages et les inconvénients respectifs de chacun d'eux, et nous avions esquissé depuis longtemps les plans d'un nouvel appareil, lorsque la découverte de l'acier-nickel à faible dilatation, l'*invar*, comme on est convenu de nommer cet alliage, vint donner à nos projets un sens plus précis. Nous les élaborâmes alors complètement, et nous pensâmes pouvoir mettre à la disposition des géodésiens un étalon unissant la précision à la légèreté et à la robustesse, conditions secondaires dans un laboratoire, mais qui deviennent primordiales en campagne. M. le général Bassot, à qui nous avions communiqué nos projets, nous confia, en 1898, la mission de faire construire, pour le Service géographique de l'Armée française, une règle géodésique de 4 mètres en alliage invar, dont je vais donner la description sommaire([1]).

L'étalon consiste en une barre à section en H, de 40 millimètres au côté, ayant son tracé dans le plan des fibres neutres. La règle est assez robuste pour qu'il suffise de la porter en deux points, toujours les mêmes, ce qui dispense d'avoir à effectuer le difficile alignement d'une série de supports, nécessaires dans le cas d'une règle flexible. Les deux points sur lesquels repose la règle consistent en un sup-

([1]) Voir, pour plus de détails, J.-R. Benoit et Ch.-Ed. Guillaume, *Nouveaux appareils pour la mesure des bases géodésiques* (*Travaux et Mémoires du Bureau international*, t. XII; 1901).

port fixe et un rouleau, montés à l'intérieur d'une robuste caisse d'aluminium qui enferme complètement la règle, à la seule exception des petites fenêtres destinées à viser les traits de l'étalon, et de deux ouvertures laissant passer les pieds d'un niveau, que l'on fait reposer sur sa surface supérieure.

Deux thermomètres sont placés dans le creux de la règle. Leurs réservoirs sont logés dans des blocs d'aluminium, qui, étant jointifs avec la règle, et enfermés avec elle dans la boîte, prennent bien sa température.

Cette règle, complètement étudiée au Bureau international après son achèvement, a été emportée récemment dans la République de l'Équateur, où elle doit servir à la mesure d'une base par les soins des officiers de la mission française. Elle a paru si pratique aux géodésiens que quatre autres étalons semblables ont été exécutés depuis lors ; les barres ont été ébauchées aux aciéries d'Imphy, et achevées par la Société genevoise.

Je ne saurais insister ici sur les simplifications que cette règle apporte aux mesures géodésiques. Il suffira de dire que la faible dilatabilité du métal et les précautions prises pour diminuer les erreurs de température, tout en assurant une précision supérieure à celle des anciens appareils, permettent de supprimer divers accessoires très encombrants du matériel ancien, tels que les baraques de protection ; grâce à ces simplifications, on peut estimer à la moitié le gain du personnel auxiliaire, employé surtout à transporter du matériel, et à la moitié aussi le gain de temps dans les opérations. Ainsi le coût de la mesure d'une base à l'aide de cette nouvelle règle serait ramené au quart environ de ce qu'il était avec les anciens appareils. Mais nous avons pu, M. Benoît et moi, en perfectionnant d'autres méthodes déjà en usage, réaliser un gain de temps incomparablement plus élevé (1).

MESURE PAR LES FILS TENDUS.

Principe de la méthode. — A côté des méthodes utilisant des étalons rigides en connexion avec des microscopes, méthodes très précises, mais compliquées et d'une application coûteuse, des procédés expéditifs de mesure des bases ont été depuis longtemps employés dans tous les cas où une haute précision n'était pas

exigée. Le chaînage des arpenteurs en est le type le plus rudimentaire. Mais des méthodes analogues ont été appliquées depuis longtemps sous des formes plus parfaites.

Les longs rubans suppriment les petites erreurs provenant des joints de la chaîne ; si on les appuie, à l'exemple du Service hydrographique de la marine française, sur des tables bien dressées, et si, de plus, on leur donne une tension à peu près constante, on évite d'autres causes d'incertitude, de telle sorte qu'on a pu, par des perfectionnements successifs, diminuer l'écart, primitivement énorme, de la précision fournie par les deux groupes de méthodes.

La substitution de fils aux rubans, telle que l'avait proposée Goulier pour son télémètre, atténue l'effet du vent.

Tels étaient les faits déjà connus, lorsque M. Jäderin eut, il y a une vingtaine d'années, l'idée que l'on pouvait, en étudiant systématiquement les meilleures conditions d'emploi des procédés rapides, leur donner une précision suffisante pour la topographie, et même pour la géodésie, au moins provisoire, des pays neufs.

L'étalon adopté par M. Jäderin est un fil de 24 mètres de longueur et de $1^{mm},7$ de diamètre environ (1). Il porte, à ses extrémités, des réglettes divisées en millimètres sur une longueur d'un décimètre. Pour le transport, les fils sont enroulés; pour l'emploi, ils sont tendus sous un effort de 10 kilogrammes, obtenu au moyen de deux dynamomètres qu'actionnent des aides placés aux deux bouts du fil. On remarquera que, si les fils sont soumis à une tension invariable, la distance rectiligne de leurs points extrêmes est toujours la même.

Deux observateurs saisissent chacun l'une des réglettes, et l'amènent au contact d'un goujon vertical monté au sommet d'un trépied et portant une croisée de traits, qui remplace le fil d'araignée du micromètre dans les méthodes utilisant des microscopes. Lisant la position du trait de chaque goujon par rapport à la division de la réglette correspondante, les observateurs déterminent la distance des repères mobiles. La base est jalonnée par une série de repères, alignés et à peu près équidistants, que l'on enlève à l'arrière, pour les reporter à l'avant de la section mesurée ; l'équipe entière passe ainsi d'une portée à l'autre, jusqu'au deuxième terme de la base,

(1) La longueur primitivement choisie était 25 mètres. Mais on l'abandonna bientôt pour le multiple de 4 mètres le plus voisin, de manière à permettre l'étalonnage du fil à l'aide de règles géodésiques de 4 mètres.

dont on mesure la distance au dernier repère mobile au moyen d'un ruban divisé.

Pour connaître la température du fil employé à la mesure, M. Jäderin déterminait chaque portée successivement au moyen de deux fils, l'un d'acier, l'autre de laiton, appliquant ainsi à sa méthode le principe de Borda et Lavoisier.

Les essais faits en divers pays à l'aide des appareils imaginés par M. Jäderin montrèrent aux géodésiens que des méthodes d'une grande rapidité pouvaient fournir des résultats d'une précision suffisante, dans bien des cas pour qu'on pût les appliquer partout, sauf pour les bases fondamentales. Il parut dès lors très intéressant de chercher à les perfectionner encore, et à les amener aussi près que possible de la précision des méthodes classiques employant des règles et des microscopes.

Application de l'invar. — Lorsque les propriétés de l'invar furent suffisamment connues pour qu'on n'eût pas à craindre de sérieux déboires dans son emploi, nous songeâmes, M. Benoît et moi, à l'appliquer à la mesure des bases par les procédés rapides, et nous avions déjà fait quelques essais dans ce sens lorsque M. le général Bassot et M. Jäderin exprimèrent, indépendamment, le désir de poursuivre des recherches dans la même voie. Effectivement, des mesures faites en commun avec M. le lieutenant-colonel Bourgeois et plusieurs officiers du Service géographique de l'Armée française nous convainquirent bientôt qu'un gain réel de précision serait obtenu par l'emploi de l'invar, tandis que M. Jäderin équipait, de son côté, l'expédition suédo-russe du Spitzberg avec des fils qui servirent, dès l'été 1899, à la mesure des bases principales de cette importante opération.

Les résultats furent de toutes parts si encourageants que nous pensâmes pouvoir aborder, avec de sérieuses chances de succès, en vue des opérations de la géodésie supérieure, l'étude des mesures par les fils, inscrites en 1900, par le Comité international des poids et mesures, au programme des travaux du Bureau, à la demande de l'Association géodésique internationale. Les résultats obtenus depuis lors ont dépassé notre attente.

Notre travail se divisa lui-même en deux parties bien distinctes : d'une part, l'étude des fils ; de l'autre, le perfectionnement des appareils servant à les utiliser.

L'étude des fils exigea des observations très nombreuses qui, à

l'heure actuelle, se chiffrent par centaines de mille. M. L. Maudet et M. A. Tarrade nous ont secondés avec beaucoup de dévouement dans ce labeur considérable. Pour les appareils eux-mêmes, la coopération de M. Carpentier, qui a réalisé sous une forme élégante et en les perfectionnant encore les appareils dont nous avions établi les projets, nous a permis d'offrir aux géodésiens un matériel qui semble ne plus laisser beaucoup à désirer.

ÉTUDE DES FILS.

Méthode. — Pour permettre de déterminer la longueur des fils à l'étude, il était tout d'abord nécessaire de constituer une base à laquelle ils seraient rapportés. Notre premier projet consistait à construire un véritable comparateur, de 24 mètres de longueur, dont l'élément principal eût été une règle composée d'un nombre minimum de pièces solidement fixées bout à bout, et supportées sur un chariot solide, et susceptible de se déplacer sous deux microscopes. Mais, cette construction devant être très coûteuse, il parut plus sage d'adopter, au moins provisoirement, une solution plus économique, bien qu'apparemment moins satisfaisante. La base que nous construisîmes dès le commencement de 1901 se composait d'une série de repères solidement fixés contre un mur épais, en sous-sol de l'observatoire du Bureau international. Ces repères, parfaitement alignés dans tous les sens, et distants de 4 mètres l'un de l'autre, jalonnent une base de 24 mètres, avec un repère supplémentaire permettant de mesurer 25 mètres. Deux poulies montées sur billes, et situées extérieurement aux termes extrêmes, servent à supporter des cordes que l'on attelle au fil en étude, et auxquelles des poids de 10 kilogrammes assurent une tension constante. Les réglettes sont amenées simultanément contre les deux repères extrêmes, et les lectures, faites aux deux extrémités simultanément par deux observateurs, donnent la différence de longueur entre la base et le fil étudié.

La longueur de la base elle-même est déterminée par sections au moyen d'une règle de 4 mètres, dont le bord antérieur fait suite à la surface du repère (*fig.* 1). La règle porte, près de ses extrémités, deux paires de traits, que l'on amène de part et d'autre du trait de repère correspondant ; on lit, simultanément aux deux

extrémités, à l'aide d'un micromètre horizontal, la position des trois traits, ce qui fixe la distance des repères par rapport à la longueur de la règle.

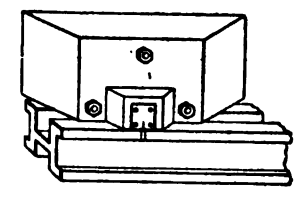


Fig. 1.

Nos premières mesures, faites au moyen de fils d'alliages divers, eurent seulement pour but de nous donner un premier aperçu de leur stabilité relative et des variations que leur faisaient subir les diverses manipulations auxquelles ils devaient être nécessairement soumis dans leur emploi. Puis, après des mesures poursuivies pendant près de deux ans, nous pûmes adopter un plan de travail bien défini.

Nous nous étions bientôt aperçus que la muraille portant nos repères éprouve, dans le cours du temps, des variations bien mesurables ; mais, en même temps, nous avions reconnu que le plus gros de ces variations est une fonction bien définie de la température, c'est-à-dire que la muraille se dilate à très peu près comme un corps homogène. Son coefficient de dilatation, pour la détermination duquel nous avons déjà pu utiliser dans de bonnes conditions trois cycles annuels de la température, est de $7^{\mu},0$ par degré et par mètre, soit les trois cinquièmes environ de la dilatation du fer.

Quant aux fils eux-mêmes, nous avons été, dès le début de nos expériences, surpris de leur stabilité relative, c'est-à-dire de l'égalité approximative de leurs différences pendant une durée prolongée ; et, finalement, cette preuve étant faite en particulier pour les fils d'invar, nous avons concentré toute notre attention sur ces derniers.

Les expériences préliminaires étant terminées, et nous ayant montré ce qu'on pouvait attendre des fils comme précision et permanence, nous abordâmes un programme de recherches plus minutieuses. D'abord, nous modifiâmes la construction des réglettes terminales de manière à mettre l'extrémité des traits dans le prolongement de l'axe du fil (*fig.* 2). On évite ainsi les différences de la longueur

apparente du fil, c'est-à-dire de la distance de deux traits donnés, suivant l'inclinaison de la face divisée. Or la construction des repères de notre base, installés de manière à faciliter autant que possible les comparaisons avec la règle, nous oblige, dans la détermination des fils, à tourner vers le haut l'arête divisée des réglettes, tandis que cette arête est dirigée horizotalement ou plus ou moins obliquement vers le bas dans les mesures sur le terrain. Avec les réglettes des anciennes constructions, qui sont traversées par le fil, et dont le bord est excentrique, la différence de longueur est d'environ $0^{mm},5$ dans les deux positions extrêmes des réglettes.

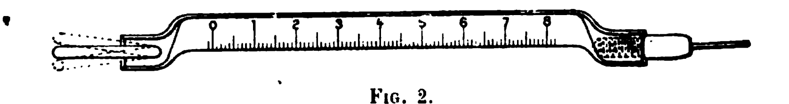


Fig. 2.

Une série de douze fils d'invar, munis de réglettes du nouveau modèle, nous sert maintenant au contrôle permanent de la base, assuré de la manière suivante :

Dans les jours qui précèdent et dans ceux qui suivent la mesure absolue de la base à l'aide de la règle, chaque fil est comparé 200 fois à la base ; les valeurs relatives de la base et des fils sont alors ramenées à une température de référence, ainsi que les résultats des déterminations absolues. La combinaison des deux nombres ainsi obtenus donne la valeur moyenne des fils de contrôle, que l'on suppose constante jusqu'à une prochaine détermination absolue, et qui sert, dans l'intervalle à donner, pour chaque jour d'observation, la valeur de la base. Après chaque mesure absolue, on fait la rectification nécessaire de la valeur admise pour les fils.

En tenant compte de la lente variation de l'invar avec le temps, variation qui, pour un alliage bien étuvé, arrive rapidement à n'être plus que de l'ordre du millionième par année, et dont la marche est bien connue, nous avons trouvé que la rectification à faire, d'une détermination à la suivante de notre base, est en moyenne sensiblement inférieure au millionième de la longueur mesurée. On peut donc être certain que le contrôle de la base par les fils est toujours largement assuré au millionième près, quantité encore très petite en géodésie.

Cela étant, il est intéressant de comparer la valeur de la base

déduite de sa comparaison avec des fils avec sa valeur calculée en partant de sa température, déterminée à l'aide de six thermomètres enfermés dans des blocs de ciment faisant corps avec la muraille. Le résultat ainsi obtenu est remarquable; souvent, pendant trois ou quatre mois, les deux séries de valeurs ne diffèrent pas de plus de 2 ou 3 centièmes de millimètre, soit d'un millionième des longueurs comparées. Puis, de temps en temps, et notamment aux changements de saison, il se produit un petit mouvement, d'un ordre un peu supérieur, mais qui est toujours resté jusqu'ici inférieur au dixième de millimètre.

La comparaison des fils avec la base a lieu, au minimum, une fois par semaine, et souvent deux ou trois fois. Dans chaque comparaison, il est fait dix mesures indépendantes, avec échange des observateurs. Les lectures sont effectuées à l'aide d'une loupe moyennement grossissante.

La connaissance de la longueur de la base permet, à son tour, de déterminer des fils de longueur inconnue, soit seulement en vue des mesures géodésiques auxquelles ils doivent servir, soit pour connaître l'effet des traitements auxquels ils sont soumis dans un but d'intérêt général.

Les premières de ces déterminations ont une grande importance pour les opérateurs qui auront à employer les fils ; mais il est sans intérêt d'en parler ici.

Je vais, au contraire, résumerles résultats d'ordre général.

Résultats. — Un certain nombre de fils ont d'abord été soumis à des tensions croissantes, et mesurés dans les temps de repos. La déformation n'atteint sa valeur limite qu'au bout d'un certain temps, fonction de la charge. Insensible sous 20 kilogrammes, elle commence à se faire sentir sous 30 kilogrammes, puis elle augmente rapidement avec la charge, de manière à atteindre, sous 60 kilogrammes (27 kg : mm^2), un allongement de 1/100000 en vingt-quatre heures. Cette dernière valeur de la variation est celle des fils bien écrouis. Un fil moyennement dur éprouve des changements un peu plus forts.

Des enroulages répétés du fil, ramené à la forme d'une couronne d'un diamètre de 50 centimètres, font disparaître en partie les allongements produits par des tensions excessives. Mais la limite est très vite atteinte, et, après une dizaine d'enroulages et de déroulages au maximum, le fil prend sa valeur définitive. On peut alors

lui faire subir de très nombreux enroulages sans voir sa longueur se modifier.

L'absence d'effets appréciables pour des enroulages répétés un grand nombre de fois consécutivement ne résout pas la question de la conservation de longueur du fil, .enroulé ou étendu. Nous avons consacré un très grand nombre d'observations à cette dernière étude, à laquelle un ecinquantaine de fils ont participé et dont les résultats, sont maintenant appuyés sur vingt mille lectures environ. Après avoir déterminé, aussi bien que possible, la longueur d'une série de dix fils, nous les avons enroulés et repris au bout d'un mois. La même opération a été répétée sur dix autres fils, restés enroulés pendant six semaines, et ainsi de suite. Les repos les plus longs que nous ayons fait subir aux fils enroulés ont été jusqu'ici de huit mois. Nous n'avons trouvé que très exceptionnellement des variations supérieures au millionième par rapport aux fils restés constamment étendus pour le contrôle de notre base.

Ces dernières constatations sont de la plus grande importance pour l'avenir des méthodes rapides de mesure des bases. Elles sont décisives, en effet, au sujet de la possibilité d'emporter en campagne des fils dont la longueur a été déterminée dans un observatoire, sans qu'on ait à mesurer de nouveau leur équation sur le terrain, comme on l'avait toujours jugé nécessaire tant qu'on n'avait pas la preuve expérimentale de la conservation de cette équation.

Assurément, une vérification sur une courte base, voisine du terrain de la mesure géodésique proprement dite, fournira un contrôle précieux, qu'on voudra s'assurer tant qu'on le pourra sans une trop grosse dépense ; c'est là surtout que la règle rigide en invar trouvera son application dans l'avenir. Mais, dans tous les cas où une telle vérification sera coûteuse, on préférera contrôler la valeur du fil servant à la mesure par sa comparaison avec deux ou trois autres fils, également déterminés dans un observatoire. Cette comparaison pourra être faite simplement en prenant, comme points fixes passagers, deux repères mobiles, tels que ceux qui seront décrits dans un instant, ou, de préférence, deux repères fixés contre une muraille ou sur des piliers.

Les résultats qui viennent d'être rapportés ont été obtenus seulement pour des fils traités avec de minutieuses précautions, soustraits aux secousses, et enroulés toujours sur un diamètre minimum de 50 centimètres ramenant le fil à très peu près dans ses plis

naturels. L'enroulage sur des diamètres sensiblement plus petits conduit à dépasser la limite élastique, et entraîne des changements bien mesurables.

Les secousses violentes modifient aussi la longueur des fils, même s'il n'en est résulté aucune courbure durable. Les changements consistent toujours en une contraction des fils soumis à de fortes secousses lorsqu'ils sont étendus, et généralement en un allongement des fils frappés tandis qu'ils sont enroulés. Ces modifications sont dues certainement à des glissements, qui rapprochent le fil de son état d'équilibre mécanique.

L'effet des secousses s'atténue rapidement à mesure que leur nombre augmente; et, pour mettre les fils complètement à l'abri des changements une fois leur étude commencée, nous les battons vigoureusement sur le plancher, avant même de les remettre au constructeur pour y fixer les réglettes terminales. Puis, celles-ci étant adaptées aux fils, nous les soumettons à une traction de 60 kilogrammes, d'une durée de vingt-quatre heures, destinée à nous assurer de la solidité des attaches et à annuler les effets possibles des tractions normales sur des fils dont les réglettes n'auraient pas pris leur assise; nous les battons encore 200 fois, après quoi ils sont prêts à être mis à l'étude.

Après chacune des manipulations qui viennent d'être indiquées, les fils sont mesurés de manière à nous permettre de découvrir des changements anormaux, qui nous conduiraient à rejeter un fil présentant un défaut de construction. Je m'empresse de dire que de telles anomalies sont extrêmement rares ; la presque totalité des fils éprouvent, dans la série des traitements que nous leur faisons subir, des variations qui s'écartent très peu d'une valeur moyenne, dont une longue statistique nous a donné la valeur.

Précision des mesures par les fils. — Il me reste un mot à dire sur la précision que permettent les mesures par les fils, telles que les nombreuses comparaisons effectuées sur notre base nous l'ont fait connaître.

Les lectures sont inscrites au dixième, ou au plus au vingtième de millimètre. Sur un groupe de dix lectures, faites successivement dans diverses régions des réglettes, les écarts extrêmes de $0^{mm},3$ sont rares, et les moyennes successives de groupes indépendants concordent toujours à quelques centièmes de millimètre près. L'erreur moyenne d'un groupe de dix comparaisons est de l'ordre

du millionième. Chaque portée peut donc être considérée comme mesurée avec une précision suffisante en moyenne pour les besoins de la géodésie.

Toutefois certaines portées pourront, par le fait des erreurs de lecture, être erronées d'une quantité voisine du dixième de millimètre. Mais, si même on supposait que l'erreur *moyenne* fût de cet ordre de grandeur, la précision obtenue serait encore bien plus que suffisante pour la mesure des bases. En effet, les erreurs de lectures, étant fortuites, s'additionnent suivant la loi de la racine carrée : ainsi, après 100 portées, l'erreur ne devra être que le décuple de l'erreur d'une portée ; donc, même en supposant aux erreurs des lectures la valeur moyenne de $0^{mm},1$, très supérieure à celle qu'elles possèdent en réalité, une base de 2.400 mètres devrait être connue avec une précision moyenne de 1 millimètre, précision très élevée si on la compare à celle du rattachement aux sommets des triangles adjacents à la base. Le rapport des erreurs diminue à mesure que la base s'allonge, et il ne faut pas oublier qu'une base de 2.400 mètres serait très courte.

On voit donc que, malgré leur rusticité, les lectures faites sur les fils sont amplement suffisantes pour les besoins de la géodésie la plus précise. Mais ce résultat n'est obtenu que si les erreurs des lectures sont réellement fortuites et ne comportent aucun élément systématique appréciable. Or chaque observateur possède une équation personnelle, qui le conduit à attribuer à un trait rapporté à une division une position erronée en moyenne dans un sens déterminé. Mais cette erreur systématique est complètement éliminée si l'on échange les observateurs dans chaque mesure, que l'on fait ainsi en double, ou simplement si on les échange périodiquement, après un nombre déterminé de portées, dix par exemple. Dans le premier cas, l'erreur est éliminée dans chaque portée; dans l'autre, elle ne l'est que dans chaque période complète. Pour la détermination d'un fil ou pour le contrôle d'une base de 24 mètres comme celle du Bureau international, l'échange des observateurs est nécessaire; tandis que, dans la mesure d'une base sur le terrain, l'échange périodique, qui constitue une grosse économie de temps, est parfaitement suffisant, puisque la connaissance individuelle des portées est indifférente, leur somme ayant seule de l'intérêt.

Les indications qui précèdent montrent à l'évidence qu'il serait tout à fait superflu de chercher à perfectionner encore beaucoup le

mode de lecture, comme quelques observateurs l'ont proposé, par exemple en adaptant des verniers aux repères, ou en lisant à l'aide de microscopes. Tout ce qui, dans la mesure d'une base, cause une perte de temps, peut entraîner des erreurs, et rend la mesure plus coûteuse; il n'y a donc lieu de chercher que les perfectionnements réellement utiles, et non à augmenter encore la précision de tel ou tel élément de l'opération, à partir du moment où cette précision est plus que suffisante.

Dans ce qui précède, il a été possible d'envisager les erreurs des lectures en elles-mêmes, sans tenir compte des variations de longueur du fil dues au changement de la température et au défaut de connaissance de cette dernière. S'il s'agissait des métaux ou alliages usuels, une discussion ainsi limitée n'aurait eu aucun sens. En effet, la dilatabilité de l'acier étant un peu supérieure à un cent-millième par degré, il faudrait, pour connaître la longueur d'un fil d'acier au millionième près, déterminer sa température moyenne au dixième de degré près, ce qui est tout à fait impossible en campagne. Mais, avec l'invar d'une coulée bien réussie, la dilatation est absolument négligeable. Les aciéries d'Imphy peuvent en effet fournir assez régulièrement des fils dont la dilatation est de l'ordre de $0^{\mu},1$ à $0^{\mu},2$ par degré et par mètre, dilatation 50 à 100 fois plus faible que celle de l'acier. Dans ces conditions, il faudrait commettre, sur la température du fil, une erreur de 5 à 10° pour que le chiffre du millionième fût affecté dans le calcul de sa longueur. Une aussi grande latitude laissée à la mesure de la température lui enlève toute espèce de difficulté.

Les fils d'invar sont soumis, comme il a été dit, aux causes naturelles de variation de cet alliage, qui consistent en une tendance constante vers un équilibre chimique de plus en plus parfait, et se manifestent par un allongement progressif avec le temps. Mais, à partir du moment, bientôt atteint, où la variation arrive à être de l'ordre d'un millionième par année, il sera extrêmement facile, par des comparaisons faites avant et après une campagne de mesures, de déterminer, pour chaque époque, la valeur des fils avec une précision plus que suffisante. Je renverrai, pour des indications plus complètes sur les variations des aciers au nickel, à des publications antérieures (1).

(1) Ch.-Ed. Guillaume, *Sur les variations temporaires et résiduelles des aciers au nickel* (*C. R.*, t. CXXIX, p. 155; 1899); — Id., *Les Applications des aciers au nickel* (Gauthier-Villars, 1904).

APPAREILS POUR LES MESURES EN CAMPAGNE.

Nous avons eu en vue, dans la constitution du matériel de campagne, à la fois la rapidité de la manœuvre et la précision du résultat. L'emploi des fils d'invar ayant augmenté dans une très forte proportion la sécurité des mesures, il devenait nécessaire de perfectionner, d'une manière correspondante, le reste du matériel combiné par M. Jäderin. Nous croyons y avoir réussi sans rendre la manœuvre plus difficile et sans arriver à des complications lui enlevant sa rusticité. Sur bien des points, le nouveau matériel est même plus simple que le matériel primitif de M. Jäderin, et permet de pousser l'économie du temps et du personnel au delà du degré où il l'avait conduite.

Tenseurs. — Il est tout d'abord nécessaire d'assurer aux fils une tension constante, égale à celle sous laquelle leur équation a été établie. Si, au voisinage de la tension normale de 10 kilogrammes, la charge varie de 1 kilogramme, la longueur apparente du fil (1), c'est-à-dire la distance rectiligne de deux traits homologues des réglettes, se modifie à très peu près de 1 millimètre. Les erreurs systématiques de la tension doivent donc être éliminées à quelques grammes près, et les erreurs fortuites à quelques décagrammes.

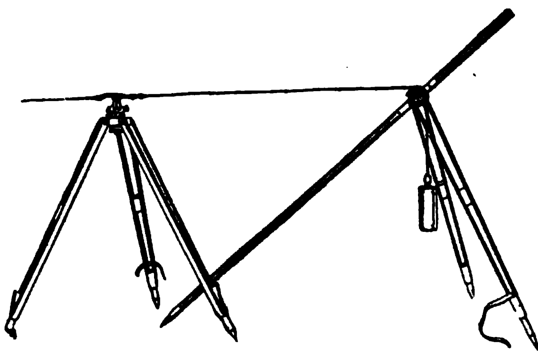


Fig. 3.

Dans la plupart des mesures faites jusqu'ici, la tension des fils ou des rubans était obtenue par des dynamomètres. Mais une étude rapide de ce mode d'opérer nous a bientôt montré qu'il était très

(1) Il s'agit, comme toujours, d'un fil de 24 mètres, et de $1^{mm},6$ à $1^{mm},7$ de diamètre.

peu sûr. Nous avons donc adopté le mode de tension par des poids attelés à des cordes souples passant sur des poulies à billes. Ces poulies (*fig.* 3) sont portées par des chapes montées sur des piquets inclinés, que l'on soutient par deux jambes de force articulées. On remarquera que, au voisinage d'une inclinaison de 50 grades, la résultante des efforts exercés sur la poulie par les deux brins de la corde est dirigée suivant la longueur du piquet, de telle sorte que les jambes de force n'ont, pour ainsi dire, aucun effort à supporter. Si les conditions du terrain l'exigent, on peut même les démonter; chaque piquet est alors maintenu en place par un auxiliaire, duquel on n'exige que de l'immobilité pendant la durée des observateurs.

Repères mobiles. — Nous nous sommes proposé de donner aux repères mobiles une forme telle qu'ils puissent être amenés rapidement et très exactement dans la position que chacun d'eux doit occuper dans la ligne de la base; nous les avons disposés aussi de manière à leur faire porter les accessoires destinés à la mesure des

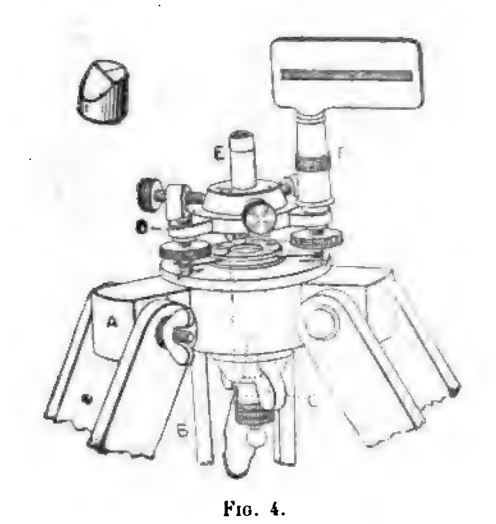


Fig. 4.

pentes, sans que l'on ait besoin d'avoir recours, comme on l'avait fait jusqu'ici, à des installations auxiliaires. Enfin, nous avons admis la possibilité de déterminer, par une opération simple, un point du sol situé verticalement au-dessous de la croisée de traits qui constitue le point de l'espace auquel viennent se joindre les deux portées successives.

Voici comment ce programme a été mis à exécution : Un solide trépied de bois (*fig.* 4) porte, à sa partie supérieure, un plateau A percé d'une large ouverture verticale. Un tube cylindrique B, fixé au-dessous d'une plaque-crapaudine, et portant à sa partie inférieure un écrou à oreilles C, est serré contre le plateau de bois, par rapport auquel il peut, d'ailleurs, occuper des positions quelconques dans un espace de quelques centimètres.

La plaque-crapaudine est surmontée d'une tablette de bronze D, montée sur trois vis calantes maintenues en place par des ressorts, et qui est munie, à sa périphérie, de trois vis radiales permettant un déplacement micrométrique d'une pièce E, composée d'une embase portant un niveau et surmontée d'un goujon vertical. Ce goujon est terminé par une pastille en un alliage blanc, dur et inoxydable, au centre de laquelle se croisent les traits rectangulaires du repère, ou par une plaque semi-circulaire (détail) portant un seul trait radial.

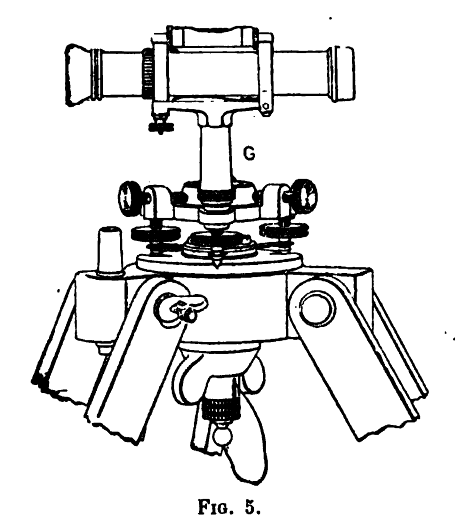


Fig. 5.

Le goujon est percé d'un canal central, dans lequel descend la cordelette de suspension d'un fil à plomb permettant de marquer un point du sol situé verticalement au-dessous de la croisée de traits, et qui, lorsqu'il est sans emploi, reste vissé de bas en haut, dans le tube de la plaque-crapaudine.

La tablette supérieure est munie, en outre, d'un goujon latéral

fixe. qui peut supporter alternativement une mire F et une lunette de nivellement (*fig.* 5) servant, déterminer la par la visée de la mire, à différence de hauteur de deux trépieds consécutifs.

Pour déterminer l'alignement des repères, on pose, sur le goujon mobile du dernier repère placé, une petite lunette qui sert à viser à la fois une mire lointaine, dans la direction du deuxième terme de la base, et le goujon du repère que l'on met en station. Les images de ces deux objets se superposent quand le repère est définitivement en place.

Tambour d'enroulage des fils. — Nous avons établi pour l'enroulage des fils, en vue de leur transport, un tambour consistant (*fig.* 6) en une poulie légère, avec moyeu et jante d'aluminium réunis par des rayons en tubes d'acier; la jante est munie, à sa partie périphérique, de deux séries de crochets auxquels viennent se fixer les extrémités des fils; la longueur des crochets est telle que les fils arrivent tangentiellement au tambour.

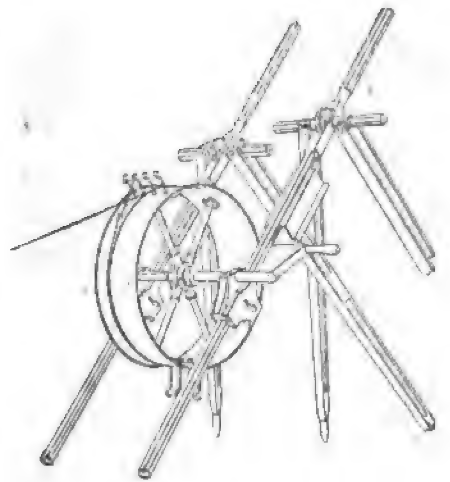


Fig. 6.

L'axe de la poulie est amovible ; il repose, pour l'enroulage et le déroulage, sur deux paliers de bois, également amovibles, qu'on serre, à l'aide d'une clavette, sur deux piquets tenseurs placés l'un à côté de l'autre, et qu'on enlève ensuite.

Pour le transport, le tambour est enfermé dans une caisse où il est retenu, par ses bras, sur trois cales de bois. L'axe et les paliers trouvent également place dans la caisse.

M. Carpentier a modifié ce premier instrument en montant l'arbre à demeure dans les côtés d'une caisse (*fig.* 7) qui lui servent de paliers. De cette façon, l'enroulage ou le déroulage s'effectuent sans que l'on ait à faire intervenir les piquets tenseurs comme supports.

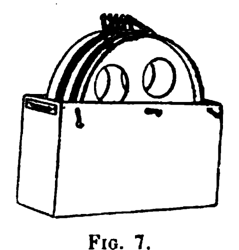


Fig. 7.

Accessoires divers. — Le matériel de mesure d'une base comprend enfin :

1° Des repères mi-fixes que l'on enfonce dans le sol à tout arrêt prolongé des mesures ;

2° Un gabarit en câble toronné, muni de deux bagues marquant un intervalle de 24 mètres et servant à placer les repères mobiles à la distance voulue. Il est accompagné de deux piquets de bois que tiennent les opérateurs;

3° Les étalons nécessaires pour permettre de mesurer l'appoint, c'est-à-dire la distance, inférieure à 24 mètres, qui sépare la position du dernier repère mobile du deuxième terme de la base. On peut employer, dans ce but, soit un ruban de 12 mètres, soit un fil de 8 mètres auquel succède un ruban de 4 mètres. Le ruban doit posséder les traits marquant tous les décimètres, et des divisions millimétriques du premier et du dernier décimètre ;

4° Une série de mires, que l'on place au théodolite dans la ligne de la base, et qui servent ensuite à aligner les repères mobiles ;

5° Des loupes, des thermomètres et des outils divers.

Emploi des appareils. — Pour la manœuvre sur le terrain, le personnel se divise en deux équipes : la première pose les repères, la seconde mesure leur distance deux à deux.

La première équipe se compose de trois opérateurs, dont l'un remplit les fonctions de chef. Celui-ci reste à l'arrière de l'équipe, et tient une des extrémités du gabarit dont l'autre extrémité est portée par un auxiliaire. Le deuxième auxiliaire met le trépied en place, en se réglant, pour la distance, sur une marque du gabarit, et pour l'ali-

gnement, sur les indications du chef. Un certain nombre de porteurs, attachés à l'équipe, ramènent à l'avant les trépieds devenus inutiles à l'arrière de la section mesurée de la base.

Lorsque tout fonctionne normalement, un repère mobile doit être complètement réglé en une minute et demie environ.

La deuxième équipe comprend un secrétaire chef d'équipe, deux observateurs et deux porteurs. Le secrétaire dirige l'opération ; il inscrit les lectures que lui indiquent les observateurs, et, dans la règle, détermine la pente.

Dans des conditions moyennes de terrain, le travail des deux équipes est à peu près synchrone, de telle sorte que chaque équipe est constamment occupée. Cependant, comme l'une ou l'autre peut, en raison de difficultés particulières, prendre un retard momentané, il est nécessaire, si l'on veut éviter les à-coups, de laisser entre elles au minimum deux ou trois portées libres.

Cette condition fixe le nombre de repères mobiles qu'il faut avoir à sa disposition, si l'on veut pouvoir travailler commodément. En comptant les trépieds de la portée que l'on mesure, le repère laissé à l'arrière comme contrôle, celui que l'on met en place et ceux qui sont sur le chemin de l'arrière à l'avant, on voit que, pour opérer commodément, il est utile de posséder de 8 à 10 repères.

Quant au personnel, il se compose de dix à douze hommes, dont quatre, savoir le chef de la première équipe, le secrétaire et les deux observateurs, doivent posséder une instruction professionnelle. On n'exige des autres qu'une suffisante habileté manuelle, de l'endurance et une attention soutenue.

CONCLUSIONS.

Nous avons vu que la mesure des bases par les fils, grâce aux progrès réalisés dans ces dernières années, suffit aux exigences de la géodésie supérieure. D'autre part, la vitesse de marche est incomparablement plus grande que dans l'emploi des anciennes méthodes. En effet, cette vitesse résulte de l'indication donnée ci-dessus, relativement à la mesure d'une portée. Si l'on admet qu'on puisse travailler sans interruption, à raison de deux portées en trois minutes, la rapidité de la mesure sera de l'ordre du kilomètre à l'heure. Ce chiffre est un peu exagéré, parce qu'il faut compter avec des retards inévitables dans le travail de l'une ou l'autre équipe, surtout lorsque

le personnel est fatigué par un labeur soutenu. Mais un personnel de dix à douze hommes exercés doit pouvoir atteindre, en bon terrain et par le beau temps, une vitesse de 5 à 6 kilomètres par jour, en y comprenant le repérage aux extrémités de la base et en un ou deux points intermédiaires (1).

Nous avons vu que les anciennes mesures par la règle bimétallique exigeaient une cinquantaine d'hommes, et donnaient une vitesse de 100 portées par jour, soit 400 mètres. Les nouveaux procédés réalisent donc, par rapport à ceux qui utilisent la règle bimétallique, une économie supérieure à 98 0/0.

Cette transformation dans les méthodes de mesure des bases doit nécessairement réagir sur l'ensemble des travaux géodésiques. Tandis qu'autrefois on diminuait autant que possible le nombre des bases à mesurer, on n'hésitera pas, dans l'avenir, à mesurer une base toutes les fois que cette opération présentera une utilité quelconque ; en général, on devra s'imposer de ne plus dépasser un nombre restreint de triangles subordonnés les uns aux autres sans venir chercher un repérage sur une base.

La facilité d'un tel contrôle simplifiera, à son tour, la mesure des triangles. Comme les erreurs de ceux-ci s'échafauderont beaucoup moins qu'autrefois, on pourra être moins exigeant à leur égard, sans craindre de compromettre l'ensemble d'un réseau. Ainsi, la transformation opérée dans la mesure des bases modifiera profondément tout le travail des géodésiens.

Les avantages de l'emploi des fils d'invar, que nous avons indiqués, M. Benoît et moi, dans une série de publications provisoires faites à l'occasion des sessions du Comité international des poids et mesures et de l'Association géodésique internationale (2), ont attiré l'attention des services intéressés, et ont valu, au Bureau international, de nombreuses demandes d'études. Un grand nombre de bases géodésiques ont été mesurées, dans ces dernières années, ou

(1) Dans une mesure à laquelle j'ai été appelé à coopérer, la Commission Géodésique suisse a déterminé récemment la distance, supérieure à 20 kilomètres, qui sépare les observations de Brique et d'Orelle, situées dans l'alignement du tunnel du Simplon. Malgré les difficultés résultant du travail à la lumière artificielle, l'opération entière, comprenant 15 repérages sur le terrain, a été effectuée en 5 jours, d'un travail continu, coupé par un seul arrêt de douze heures entre les mesures de l'aller et du retour.

(2) Voir notamment les *Procès-verbaux des séances du Comité international*, 2e série, t. II et III ; 1903 et 1905 ; — et les *Comptes Rendus de la XIe Conférence géodésique internationale, réunie à Copenhague en août* 1903.

sont en cours de détermination, à l'aide des fils dont nous avons déterminé l'équation et du matériel dont on vient de lire la description. Cet ensemble de travaux, qui se poursuivent actuellement dans les pays les plus divers, achèvera de faire connaître les avantages que l'on doit réellement attendre des nouvelles méthodes.

SUR LA CONDUCTIBILITÉ ÉLECTRIQUE DE L'ÉTHER DE PÉTROLE SOUS L'ACTION DU RADIUM ;

Par M. George JAFFÉ.

M. Curie [1] a montré que les rayons du radium agissent sur les diélectriques liquides comme sur l'air en leur communiquant une certaine conductibilité électrique. Quant à la nature de cette conductibilité, M. Curie a reconnu que le courant dû au rayonnement augmente plus lentement que la force électromotrice pour des champs assez forts ; cependant il n'a pas décidé s'il y avait bien, pour des champs encore plus forts, un courant de saturation comme dans le cas des gaz. Les expériences décrites dans cette note furent entreprises pour éclaircir ce point dans le cas de l'éther de pétrole.

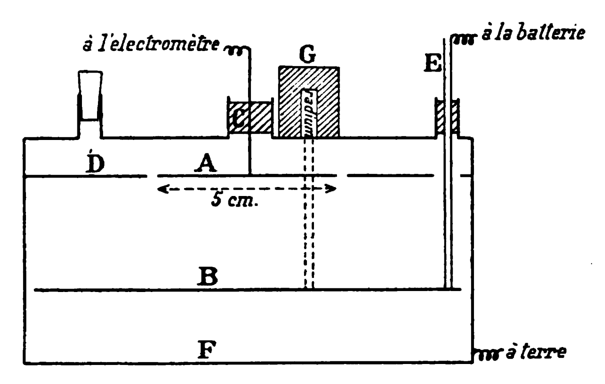


Fig. 1.

Les expériences définitives furent exécutées à l'aide d'un condensateur de laiton à plateaux parallèles, qui est représenté *fig.* 1. L'une des électrodes, A (de 5 centimètres de diamètre), était fixée dans le bouchon d'ébonite C, l'autre pouvait être portée à des dis-

(1) P. Curie, *C. R.*, 134, 420 ; 1902.

tances connues au moyen de la tige E. L'anneau de garde D servait à maintenir le champ perpendiculaire sur les électrodes. La boîte extérieure F et l'anneau de garde étaient toujours au potentiel zéro, le plateau B était en communication avec une batterie d'accumulateurs et le plateau A avec l'électromètre et le quartz piézoélectrique qui servaient à mesurer le courant. Le radium était placé sur la boîte (en G), enfermé dans un étroit cylindre de plomb d'un centimètre d'épaisseur qui ne laissait échapper qu'un faisceau de rayons vers le bas. L'avantage de ce dispositif est que l'intensité de la radiation reste la même pour différentes distances des électrodes. Mais il présente l'inconvénient que les rayons frappent l'électrode isolée et peuvent lui communiquer une charge. Cependant on peut prévoir que l'erreur due à cette cause ne sera certainement pas considérable. Car les rayons, avant de frapper le plateau A, ont à traverser 1 millimètre de verre, 1 millimètre de laiton et 8 millimètres de pétrole. Donc il s'agira surtout des rayons γ, qui ne portent pas de charge. En effet, le courant mesuré était sensiblement le même, soit que l'électrode B fût positive, soit qu'elle fût négative, ce qui ne serait pas le cas si la radiation directe donnait une charge appréciable au plateau isolé. Pour la même raison, on peut négliger les charges qui pourraient être communiquées aux fils de communication par les rayons du radium qui ont traversé le cylindre de plomb. Une autre source d'erreur possible peut être également négligée, c'est la conductibilité donnée à l'air par le radium, parce que toutes les parties de l'appareil étaient soigneusement protégées et parce que la méthode de mesure était une méthode à zéro.

La conductibilité de l'éther de pétrole employé (densité : 0,63 environ) sous l'action du radium n'était pas bien définie. Quand on venait de verser le liquide dans l'appareil, le courant était assez appréciable ; toutefois il diminuait constamment et, après deux ou trois jours, la conductibilité spontanée était négligeable auprès de celle qui est due à l'action du radium.

Le courant qui passait sous l'influence de la radiation n'était pas tout à fait constant non plus ; il variait un peu d'un échantillon de pétrole à l'autre. Ceci s'explique aisément, étant donné que l'éther de pétrole n'est pas un corps bien défini. Il semble que, moins un échantillon est conducteur par lui-même (c'est-à-dire plus il est pur), plus il est sensible au rayonnement. L'action du radium sur la même quantité de pétrole ne restait pas constante non plus ; toujours le cou-

rantallait en augmentant lentement (1). La variation maximum observée était de 13 0/0 en treize jours. Peut-être cet accroissement est-il

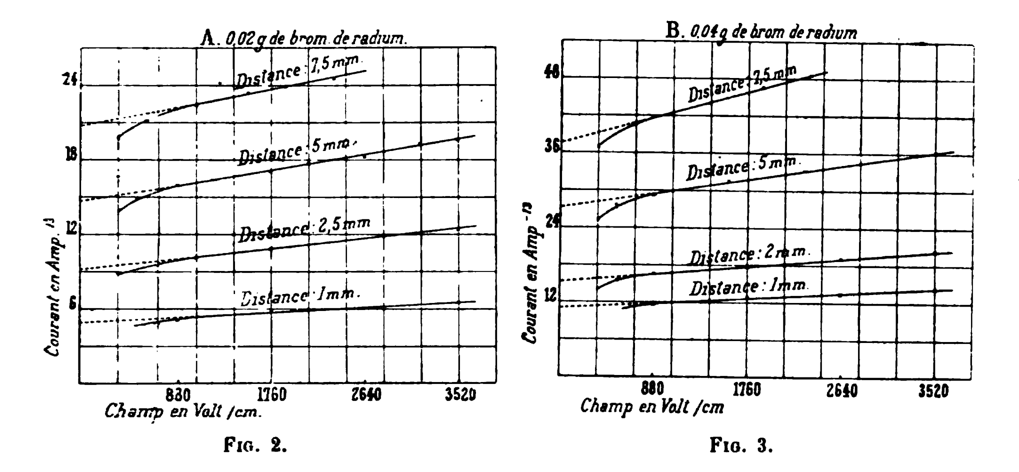


Fig. 2. Fig. 3.

causé par la purification successive due au courant même. — Dans tous les cas, la valeur mesurée était assez bien définie pour une

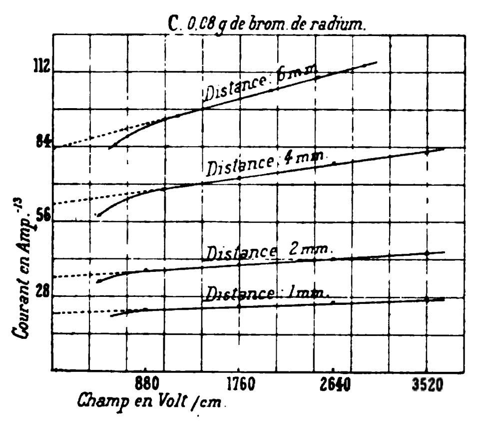


Fig. 4.

quantité donnée d'éther de pétrole et dans un espace de temps assez limité. Cette valeur devient constante en une ou deux minutes quand on a mis le champ et elle est mesurable à quelques pour cent près.

(1) M. Curie a observé le même effet pour l'air liquide (*loco citato*).

Les résultats de trois séries d'observations sont représentés dans les tableaux et les diagrammes ci-joints.

Les trois séries correspondent à différentes intensités de la radiation, c'est-à-dire à environ 0gr,02, 0gr,04, 0gr,08 de bromure de radium pur. Les nombres sont des moyennes de cinq observations ou plus chacun ; ils sont donnés en amp^{-13} et indiquent les courants qui passaient par une colonne d'un centimètre carré de section. Les différentes courbes du même diagramme correspondent aux distances des électrodes inscrites.

A. — 0gr,02 DE BROMURE DE RADIUM.

I. — *Distance des électrodes : 1 millimètre.*

Champ en $\frac{\text{volt}}{\text{cm}}$.........	880	1760	2640	3520
Courant en amp^{-13}.....	5,2	5,8	6,0	6,4
$f(e)_{max} + c.e$...........	5,3	5,7	6,0	6,4
$f(e)_{max} = 5,0$..........		$c = 0,00038$		

II. — *Distance des électrodes : 2mm,5.*

Champ en $\frac{\text{volt}}{\text{cm}}$........	352	704	1056	1760	3520
Courant en amp^{-13}....	8,9	9,6	10,1	10,9	12,4
$f(e)_{max} + c.e$.........	—	—	10,2	10,9	12,5
$f(e)_{max} = 9,2$..........			$c = 0,00094$		

III. — *Distance des électrodes : 5 millimètres.*

Champ en $\frac{\text{volt}}{\text{cm}}$.....	528	880	1760	2112	2640	3168	3520
Courant en amp^{-13}.	14,9	16,0	17,1	17,7	18,2	19,2	19,6
$f(e)_{max} + c.e$......	—	15,9	17,1	17,6	18,3	19,0	19,5
$f(e)_{max} = 14,7$......				$c = 0,00136$			

IV. — *Distance des électrodes : 7mm,5.*

Champ en $\frac{\text{volt}}{\text{cm}}$.....	352	587	1056	1525	1877	2347
Courant en amp^{-13}.	19,8	21,2	22,4	23,4	23,9	24,5
$f(e)_{max} + c.e$.......	—	—	22,5	23,3	23,8	24,6
$f(e)_{max} = 20,8$......			$c = 0,00162$			

B. — 0gr,04 DE BROMURE DE RADIUM.

I. — *Distance des électrodes : 1 millimètre.*

Champ en $\frac{\text{volt}}{\text{cm}}$.......	880	1760	2640	3520
Courant en amp^{-13}...	11,9	12,3	13,4	14,3
$f(e)_{max} + c.e$........	12,0	12,7	13,5	14,3
$f(e)_{max} = 11,2$.......		$c = 0,00087$		

II. — *Distance des électrodes : 2 millimètres.*

Champ en $\frac{volt}{cm}$.........	440	880	1760	2640	3520
Courant en amp^{-13}.....	15,7	16,6	17,8	19,1	20,3
$f(e)_{max} + c.e$..........	—	16,6	17,9	19,1	20,3
$f(e)_{max} = 15,4$.........			$c = 0,00140$		

III. — *Distance des électrodes : 5 millimètres.*

Champ en $\frac{volt}{cm}$.....	352	528	880	1584	2112	2816	3520
Courant en amp^{-13}.	25,2	27,6	29,3	31,5	32,7	34,4	36,4
$f(e)_{max} + c.e$......	—	—	29,6	31,4	32,8	34,6	36,4
$f(e)_{max} = 27,3$......				$c = 0,00258$			

IV. — *Distance des électrodes : 7mm,5.*

Champ en $\frac{volt}{cm}$......	352	704	1408	1877	2347
Courant en amp^{-13}...	36,9	40,7	44,2	46,5	48,4
$f(e)_{max} + c.e$........	—	40,9	44,2	46,4	48,6
$f(e)_{max} = 37,6$.......			$c = 0,00466$		

C. — 0gr,08 DE BROMURE DE RADIUM.

I. — *Distance des électrodes : 1 millimètre.*

Champ en $\frac{volt}{cm}$.......	880	1760	2640	3520
Courant en amp^{-13}...	23	24,5	25,7	26,9
$f(e)_{max} + c.e$........	23,2	24,5	25,7	26,9
$f(e)_{max} = 22,0$........		$c = 0,00140$		

II. — *Distance des électrodes : 2 millimètres.*

Champ en $\frac{volt}{cm}$.........	440	880	1760	2640	3520
Courant en amp^{-13}....	33,6	37,0	40,0	42,0	44,5
$f(e)_{max} + c.e$..........	—	37,5	39,8	42,2	44,6
$f(e)_{max} = 35,1$..........			$c = 0,00269$		

III. — *Distance des électrodes : 4 millimètres.*

Champ en $\frac{volt}{cm}$.......	440	880	1760	2640	3520
Courant en amp^{-13}....	58,7	67,5	72,5	77,5	82,1
$f(e)_{max} + c.e$.........	—	67,4	72,4	77,3	82,2
$f(e)_{max} = 62,5$.........			$c = 0,00560$		

IV. — *Distance des électrodes : 6 millimètres.*

Champ en $\frac{\text{volt}}{\text{cm}}$........	557	1114	2053	2493	2933
Courant en amp^{-13}....	84,9	95,6	105,1	109,9	114,6
$f(e)_{max} + c \cdot e$.........	—	95,4	105,3	109,9	114,5
$f(e)_{max} = 83,7$........			$c = 0,01049$		

On voit facilement que les courbes sont analogues à celles qui représentent le même phénomène dans l'air; le courant s'accroît moins rapidement que le champ et augmente avec la distance des électrodes. Mais, dans aucun des cas observés, une saturation complète ne fut atteinte. Il est vrai que, à partir d'un champ de 900 $\frac{\text{volt}}{\text{cm}}$ environ, la variation du courant en fonction du champ est représentée très exactement par une ligne droite, mais les lignes droites ne sont pas parallèles à l'axe des X. Il s'ensuit qu'on peut représenter la relation entre le *courant* i et le *champ* e par une expression de la forme suivante :

$$i = f(e) + c \cdot e,$$

où $f(e)$ reste constant à partir d'une certaine valeur de e. Le premier terme représente un courant saturable tout à fait analogue à ceux qu'on observe dans l'air sous l'action d'une radiation, tandis que le second terme indique un courant qui suit la loi d'Ohm dans les limites examinées.

Si l'on se sert de champs de plus en plus élevés, on arrive à un certain point où l'on ne peut plus effectuer des mesures : le courant devient beaucoup trop fort et irrégulier. Évidemment il s'agit là de phénomènes de convection précédant la décharge disruptive. Le point où la discontinuité arrive varie selon la manière dont on augmente le potentiel. On peut aller plus loin, si l'on accroît lentement la tension, mais généralement un champ de 4.000 $\frac{\text{volt}}{\text{cm}}$ est la limite. Dans un cas, il fut possible de pousser le champ jusqu'à 6.600 $\frac{\text{volt}}{\text{cm}}$ sans que la loi linéaire se trouvât démentie.

On peut se rendre compte des résultats des expériences en supposant que les rayons du radium exercent une action double sur le liquide; d'abord ils l'ionisent, comme ils ionisent l'air en formant des ions mobiles, ce qui expliquerait la partie saturable du courant;

d'autre part, ils dissocient le liquide à un très faible degré en formant des ions qui seraient trop peu mobiles ou trop vite réformés pour donner un courant saturable dans les limites étudiées.

Ceci n'est qu'une hypothèse, mais en tout cas la partie ohmique de la conductibilité est due à l'action du radium, parce qu'elle augmente avec l'intensité de la radiation. Par exemple, les électrodes étant distantes d'un millimètre, la résistance $\left(\text{c'est-à-dire } \frac{1}{c}\right)$ diminue de 26×10^{13} ohms à $3,5 \times 10^{13}$ ohms, quand on augmente la quantité de radium de $0^{gr},02$ à $0^{gr},2$. Il n'y a qu'une difficulté, c'est que les constantes c ne sont pas les mêmes pour différentes distances des plateaux, la quantité radiante restant la même. Ces constantes augmentent fortement en fonction de la distance des électrodes. Donc il faudrait admettre que la dissociation supposée n'est pas homogène dans le liquide, mais plus considérable au milieu des plateaux que près d'eux, ce qui est difficile à concevoir.

Pour éviter cette difficulté, M. Curie propose l'hypothèse que l'ionisation créée par les rayons du radium est une fonction du champ : elle se composerait de deux parties : 1° une ionisation constante, qui est celle provoquée par le radium quand le champ n'existe pas ; 2° une ionisation supplémentaire proportionnelle au champ. On pourrait admettre dans cette hypothèse que l'on a déjà le courant de saturation pour tous les ions pour tous les champs un peu intenses.

On peut voir d'après les mesures que $f(e)_{max}$ et c varient tous deux en première approximation grossière d'une façon analogue en fonction de l'épaisseur ou de l'intensité de la radiation.

On pourrait supposer que $f(e)_{max}$ et c sont proportionnelles en chaque point au rayonnement.

La valeur maximum de $f(e)$ pour une distance donnée des électrodes représente la totalité de la première partie de l'ionisation, elle constitue une mesure de la radiation absorbée entre les plateaux. On obtient cette valeur maximum en prolongeant la ligne droite jusqu'à l'axe des y. On voit que le premier millimètre absorbe beaucoup plus que les suivants, ce qui est dû à la présence d'une radiation secondaire facilement absorbée. Dès le second millimètre les quantités absorbées restent à peu près les mêmes, ce qui confirme qu'il s'agit d'une radiation très pénétrante [1].

---

[1] Deux millimètres de plomb placés entre le radium et la boite ne coupaient que 9 0/0 de l'effet.

Reste à savoir si le type de conductibilité de l'éther de pétrole sous l'action du radium se retrouve dans d'autres diélectriques liquides.

Les expériences décrites furent exécutées dans le laboratoire de M. Curie, à qui je tiens à exprimer ici ma sincère gratitude.

ANNALEN DER PHYSIK;

T. XVII, n° 9.

JOHN KOCH. — Bestimmung der Brechungsindizes des Wasserstoffs, der Kohlensäure und des Sauerstoffs im Ultrarot (Mesure des indices de réfraction de l'hydrogène, du gaz carbonique et de l'oxygène dans l'infra-rouge). — P. 658-674.

Les mesures se rapportent aux rayons restants du gypse ($\lambda = 8,69\ \mu$); elles ont été faites au moyen d'un interféromètre Jamin dont les plaques épaisses sont en sel gemme, ainsi que les obturateurs terminaux des deux tubes (à section carrée, soudés sur une des longues faces) laissant passer les faisceaux interférents. Une lentille de sel gemme projette sur une soudure thermoélectrique reliée à un galvanomètre à double cuirasse les faisceaux réunis à la sortie de la seconde lame ; l'appareil à interférence est protégé contre la lumière extérieure et contre les variations de température.

Les deux tubes étant remplis de gaz sous une pression de quelques millimètres, on faisait lentement varier la pression dans l'un d'eux ; l'aiguille du galvanomètre se mettait à osciller, chaque changement de direction marquant le passage d'une frange sombre à une frange obscure et *vice versa*. On lisait le manomètre aux moments précis où l'aiguille atteignait ses positions extrêmes successives d'un même côté, afin d'avoir les variations de pression correspondant à un déplacement d'une longueur d'onde entière ; on éliminait les perturbations du galvanomètre en faisant la moyenne des variations observées, qui auraient dû être égales, d'après les observations faites dans le spectre visible. On ramenait à 0°,760 millimètres en appliquant la loi de Gladstone.

Hydrogène. — On a trouvé $n_{0,760} = 1,000373$. La comparaison de ce nombre avec ceux que l'on a obtenus dans le spectre visible

montre que la dispersion est normale. L'application de la théorie de Drude (1) montre que l'expression $p \frac{e}{m}$ est indépendante de la longueur d'onde dans une très grande étendue du spectre, et donne comme valeur moyenne de $\frac{e}{m}$ $1{,}4 \times 10^7$.

Gaz carbonique. — $n_{0,760} = 1{,}0004578$. Ce nombre est très voisin de l'indice de la raie D. On est donc dans une région de dispersion anomale, ce qui concorde avec l'existence de bandes d'absorption vers 2,7 $\mu\mu$, 4,4 $\mu\mu$ et 14,7 $\mu\mu$. Des mesures directes d'absorption au moyen d'un tube à gaz carbonique de 84 centimètres de longueur n'ont pas donné de différence sensible aux pressions $0^{mm},5$ et 1 atmosphère.

Oxygène. — $n_{0,760} = 1{,}0002661$. La comparaison avec les valeurs correspondant à la raie D et à la raie rouge du lithium semble indiquer une dispersion normale.

L'amplitude des déviations du galvanomètre se réduisait à la moitié de sa valeur après le passage de 10-14 franges. Cela semble indiquer que le maximum de réflexion trouvé par Aschkinass vers 8,69 μ ne serait pas simple.

P. Lugol.

G. MELANDER. — Ueber eine violette und ultraviolette Strahlung der Metalle bei gewöhnlichen Temperaturen (Sur un rayonnement violet et ultra-violet des métaux aux températures ordinaires). — P. 705-716.

On peut obtenir des impressions variées et ne paraissant pas dépendre d'autre chose que de la température ou de la nature des métaux, en développant des plaques photographiques qui sont restées longtemps en contact, dans l'obscurité, avec des pièces métalliques telles que : un couple thermoélectrique Sb-Bi ou Zn-Cu, formé de deux tiges carrées soudées bout à bout et parcourues par un courant de 5 ampères ; la courbure, un peu aplanie pour assurer le contact, d'un tube en V en zinc parcouru par un courant d'eau à 48° (dans les mêmes conditions, un tube de cuivre ne donne rien, pas plus, d'ailleurs, qu'un tube de zinc maintenu à 7°) ; une électrode de zinc reliée à l'un des pôles d'une pile sèche de 2.500 volts ou à une canalisation à 110 volts. L'auteur croit pouvoir conclure de ses expé-

(1) *J. de Phys.*, 4e série, t. IV, p. 363 ; 1905.

riences que les métaux — et peut-être tous les corps — émettent, dès la température ordinaire, un rayonnement spécifique violet ou ultra-violet, trop faible pour impressionner notre œil ; ce rayonnement augmenterait d'intensité quand la température s'élève jusqu'à l'incandescence. Il serait dû à quelque action chimique s'exerçant à la surface du métal. P. LUGOL.

PAUL SCHUHKNECHT. — Untersuchungen über ultraviolette Fluoreszenz durch Röntgen und Kathodenstrahlen (Recherches sur la fluorescence ultra-violette excitée par les rayons Röntgen et les rayons cathodiques). — P. 717-727.

Les substances à étudier étaient placées sur une plate-forme en papier noir disposée au-dessus du tube producteur de rayons Röntgen ; on observait leur couleur et leur action sur la plaque photographique. Les expériences ont semblé confirmer la règle de Wiedemann et Schmidt d'après laquelle la couleur de fluorescence dépend surtout du métal, tandis que le radical acide n'influe que sur l'intensité. En général, cette intensité et l'action photographique présentent un parallélisme assez net ; cependant beaucoup de composés du baryum et du plomb, dont la fluorescence est à peine visible, ont une action photographique très marquée.

On a fait également l'étude spectrographique des corps les plus fluorescents, en les soumettant aux rayons Röntgen ou aux rayons cathodiques (les corps étaient alors placés dans le tube à vide, muni d'une fenêtre en quartz destinée à laisser passer les radiations émises) ; cette étude a montré que l'émission fluorescente peut contenir des radiations de très faible longueur d'onde ; c'est ainsi que la limite est voisine de 216 $\mu\mu$ pour le fluorure de baryum, de 220 $\mu\mu$ pour le zircon, de 225 $\mu\mu$ pour la fluorine et de 245 $\mu\mu$ pour la baryte. L'absence de radiations plus réfrangibles est peut-être due à ce que l'on a opéré dans l'air, qui est très absorbant pour les longueurs d'onde inférieures.

A signaler le fait que les rayons Röntgen déterminent une émission lumineuse durable (*nachfarben*) même avec les fluorines jaunes; en particulier les cristaux plus clairs (couleur de miel) prennent une couleur bleu intense qui pénètre dans le cristal, et est sensible à la chaleur et à la lumière. Elle diffère de celle que déterminent les rayons cathodiques, et qui est la même avec tous les échantillons. P. LUGOL.

T. XVII, n° 10; 1905.

E. ASCHKINASS. — Die Wärmestrahlung der Metalle (Le rayonnement calorifique des métaux). — P. 968-976.

On peut établir des formules de rayonnement applicables à tous les métaux, dans les conditions suivantes. La température est supposée assez basse pour que : 1° la radiation λ_m d'énergie maximum soit comprise entre les limites d'emploi de la formule d'Hagen et Rubens :

$$(1) \qquad 100 - R = \frac{3,65}{\sqrt{\lambda}} \sqrt{w},$$

où w désigne la résistance électrique, et R le pouvoir réflecteur pour λ ; 2° l'énergie des radiations situées hors de cet intervalle soit négligeable vis-à-vis de l'énergie des ondes longues.

Si l'on appelle E l'énergie de la radiation λ dans l'émission du corps noir, S l'énergie de la même radiation dans l'émission d'un métal de pouvoir réflecteur R, la loi de Kirchhoff donne

$$(2) \qquad S = \frac{100 - R}{100} E.$$

En substituant à E l'expression qu'en donne Planck, et tenant compte de (1), on a une relation entre S, R, λ et w.

Si l'on néglige les variations de w avec la température, on déduit de cette relation une première expression de λ_m et du rayonnement total $\int_0^\infty S d\lambda$. On a en particulier

$$(3) \qquad \lambda_m T = 2.666.$$

Or, pour le platine poli, entre 802° et 1.845° absolus, températures pour lesquelles λ_m se déplace de $3^\mu,2$ à $1^\mu,4$, Lummer et Pringsheim ont trouvé des valeurs de $\lambda_m T$ comprises entre 2.570 et 2.690 ; on doit conclure de cette concordance que, dans la région à ondes courtes du spectre infra-rouge, le produit $(100 - R)\sqrt{\lambda}$ varie moins aux températures élevées qu'à la température ordinaire, pour laquelle Hagen et Rubens ont montré que la relation (1) ne s'applique pas au platine poli.

Si maintenant l'on admet comme première approximation que w

est proportionnel à la température absolue, l'introduction de cette hypothèse dans les formules donne :

$$(4) \qquad S = c_1 \times 0{,}0221 \sqrt{w_0} \sqrt{T} \lambda^{-5,5} \left(e^{\frac{c_2}{\lambda T}} - 1 \right)^{-1},$$

$$(5) \qquad S_m = c_1 \times 1{,}334 \times 10^{-23} \sqrt{w_0} T^6,$$

$$(6) \qquad \int_0^\infty S d\lambda = c_1 \times 4{,}936 \times 10^{-20} \sqrt{w_0} T^5,$$

où c_1 et c_2 sont les constantes de Planck, w_0 la résistance à 0° C. Or, Lummer et Pringsheim ont trouvé expérimentalement que l'énergieS_m de λ_m entre 800° et 1.850° absolus est à peu près proportionnelle à T^6 : Lummer et Kurlbaum ont observé que le rayonnement total est à peu près proportionnel à T^5 entre 700° et 1.800° absolus, pour le platine poli.

Lummer et Kurlbaum ont comparé, entre 92° et 1.761° absolus, l'émission totale du platine poli à celle du corps noir. Les formules permettent de calculer les éléments d'une semblable comparaison dans les mêmes conditions de température ; l'accord, très satisfaisant aux températures élevées, ne l'est plus au-dessous de 700° ou 800° absolus ; l'écart est même de sens contraire à celui que prévoit la théorie, et ne paraît explicable que par des erreurs d'expériences, la faible intensité de l'émission rendant les mesures très difficiles à ces températures.

Enfin, les formules permettent de construire des courbes représentant la valeur relative et la position du maximum d'énergie entre 1 et 5 μ, dans les conditions de température où se sont placés Lummer et Pringsheim ; ces courbes coïncident presque avec celles qu'a fournies l'expérience.

Il y a quelque raison de penser que (4) représenterait avec une approximation analogue, dans les mêmes conditions, l'émission calorifique des métaux purs ; le spectre visible ne peut être en question, puisque l'absorption y est indépendante de la température.

Si l'on substitue à la formule de Planck, relative au corps noir, celle de Wien, ce qui est possible tant que λT n'est pas supérieur à 3.000 environ, les courbes représentant la variation de S avec T pour une longueur d'onde constante ont la même allure que les courbes expérimentales de Lummer et Pringsheim.

On peut donc déduire de ces expériences que le pouvoir réflecteur du platine dans la première partie du spectre infra-rouge doit diminuer quand la température s'élève.

Comme conclusion générale, on peut dire que l'émission calorifique des métaux est déterminée pour une partie importante par leur résistivité, que les lois expérimentales trouvées entre certaines limites pour le platine sont encore valables pour les autres métaux purs, et que les propriétés de ces corps se rapprochent de plus en plus de celles du corps noir dans l'infra-rouge à mesure que la température s'élève.

P. Lugol.

Edmund WIERSCH. — Ueber die Deutlichkeit akustischer Reproduktionen unter dem Einflusz der Eigentöne, sowie über Membranen zur möglichst deutlichen Wiedergabe der Sprache (Sur la netteté des reproductions acoustiques sous l'influence des sons propres, et sur des membranes servant à reproduire la parole le plus nettement possible). — P. 999-1004.

Le défaut de netteté des consonnes, en particulier des sifflantes, est dû à la cause suivante, mise en évidence par des expériences de flammes manométriques (1) : tandis que les voyelles correspondent à des sons de hauteur relativement faible, les sifflantes ont des sons propres dont la hauteur est *au moins* égale à celle du son fondamental d'un tuyau fermé de 14 millimètres de longueur environ. Les membranes employées dans les appareils acoustiques modernes ayant toutes des sons propres beaucoup plus bas, la réaction de ces sons propres sur la résonance des membranes altère d'autant plus leur forme de vibration que les sons qui les frappent sont plus aigus. L'auteur a réussi à rendre absolument nette la reproduction de la parole au moyen de deux téléphones de Bell, en employant des membranes dont les sons propres sont rendus très élevés, grâce à des méthodes de tension et à des dispositions magnétiques qui ont été brevetées.

P. Lugol.

(1) Pour éviter l'influence du son propre de la colonne d'air contenue dans le tube de transmission, l'auteur a employé comme capsule un pavillon très court fermé du côté du son par une membrane de collodion très fine et tout à fait lâche; de l'autre côté arrive de l'acétylène, que l'on fait brûler en flamme très courte à la pointe du pavillon; au-dessous, pour servir de comparaison, une flamme chantante de fréquence constante et connue.

JOURNAL DE LA SOCIÉTÉ PHYSICO-CHIMIQUE RUSSE;

T. XXXV; 1903.

TH. IHDRICSON. — Quelques expériences de cours sur l'action du bromure de radium. — P. 149.

Pour démontrer la déviation des rayons du radium sous l'influence du champ magnétique, l'auteur place une capsule contenant 5 milligrammes de bromure de radium entre les pôles d'un électro-aimant du Bois, et il recouvre l'espace interpolaire d'une feuille de plomb percée d'un trou fermé par un bouchon de paraffine laissant passer un fil de cuivre vertical en relation avec un électromètre Kolbe et placé à $4^{cm},5$ au-dessus de la coupelle. Dans ces conditions, la charge de l'électromètre décroît rapidement sous l'influence du radium; mais, si on établit le champ (4.500 gauss), sa feuille d'aluminium redevient immobile et le reste autant de temps que dure le champ.

On peut constater l'existence des rayons γ de Rutherford en plaçant la capsule contenant 50 milligrammes de bromure de radium dans une boîte ouverte en plomb de 3 ou 4 millimètres d'épaisseur, et en glissant cette boîte entre deux plaques photographiques horizontales enfermées dans des enveloppes imperméables à la lumière et disposées entre les deux pôles d'un électro-aimant. Si l'on établit le champ pendant toute la durée de l'exposition, l'image apparaît affaiblie, mais non annulée.

Si l'on place la boîte en plomb contenant le radium sur une plaque sensible dans le voisinage de l'un de ses bords et si l'on a disposé préalablement cette plaque dans le champ magnétique (4.500 unités), les rayons β la contournent et y produisent l'image de son support.

V. MITKEVITCH. — Sur le mécanisme de l'arc électrique. — P. 507.

Un certain nombre de faits font supposer que dans l'arc électrique le phénomène principal a lieu près de la cathode.

On peut interpréter le phénomène de l'arc en disant que les particules matérielles électrisées négativement se détachent de la cathode sous l'influence des forces électriques et viennent frapper

l'anode, ce qui expliquerait l'échauffement de cette dernière et la pression produite sur sa surface par l'arc.

La mesure de la pression de l'arc sur l'anode permet de déterminer le rapport dela charge d'une particule hypothétique à sa masse; on trouve ainsi le même rapport que pour les rayons cathodiques.

N.-A. HESEHUS. — L'action calorifique des rayons du radium. — P. 525.

Les corps soumis à l'influence du bromure de radium s'échauffent d'abord (de 0°,6 au maximum), puis leur température s'abaisse graduellement, et ils perdent pour quelque temps leur sensibilité aux rayons du radium. Cette sensibilité se rétablit plus vite pour les métaux que pour le verre.

La température d'un corps devenu radioactif sous l'influence prolongée du radium s'abaisse un peu au-dessous de la température ambiante, dès qu'on le soustrait aux rayons émis par ces corps.

On peut conclure de là que la température du radium est inférieure à celle du milieu ambiant. L'échauffement des corps sous son influence serait attribuable aux absorptions, aux condensations et aux actions chimiques.

KLEIN.

V.-J. LAINE. — Ueber « abgestimmte » Lichttelegraphie (Sur la télégraphie optique « accordée »). — P. 282.

L'auteur s'est proposé de perfectionner la télégraphie optique ordinaire de manière à ce que le secret des dépêches fût assuré.

Il s'est fondé sur l'impossibilité dans laquelle se trouve l'œil de distinguer deux lumières colorées de compositions spectrales voisines. Il obtient ces lumières au moyen de verres colorés qu'il place devant une source lumineuse.

Afin de pouvoir distinguer les signaux effectués au poste transmetteur, l'auteur munit la lunette du poste récepteur de verres colorés associés à ceux du poste transmetteur, de manière à réaliser trois combinaisons. Ces combinaisons comprennent chacune deux verres pour le poste transmetteur et un verre pour le poste récepteur. Les deux verres du poste transmetteur doivent laisser passer des lumières dont les compositions spectrales soient presque

identiques, mais telles que les radiations qui ne leur sont pas communes soient très écartées dans le spectre. Le verre récepteur est tel qu'il laisse passer uniquement les radiations non communes.

Les deux faisceaux lumineux transmis au travers des deux verres transmetteurs seront donc presque identiques à l'œil; mais, si on les examine au travers du verre récepteur, on leur verra des colorations très différentes et on les distinguera aisément.

On conçoit facilement qu'il soit possible de réaliser des signaux par l'emploi arbitraire des verres des trois combinaisons.

P. KLEIN.

M. LANE. — Die Krummung der Interferenzstreifen beim Stufengitter (Sur la courbure des lignes d'interférence des réseaux à échelons). — P. 283.

Les lignes d'interférence des réseaux à échelons sont courbées sensiblement.

Pour en donner l'explication, l'auteur cherche leur équation dans le plan focal de la lunette qui sert à les observer.

Dans ce but, il cherche d'abord l'éclairement en un point du plan focal, et il trouve que cet éclairement est fourni par l'expression :

$$\frac{\sin^2 \frac{p\pi}{\lambda}\left[a(n\alpha_0 - \alpha_1) + d(n\gamma_0 - \gamma_1)\right]}{\sin^2 \frac{\pi}{\lambda}\left[a(n\alpha_0 - \alpha_1) + d(n\gamma_0 - \gamma_1)\right]} \times \frac{\sin^2 \frac{\pi}{\lambda}(n\alpha_0 - \alpha_1)}{\left[\frac{\pi a}{\lambda}(n\alpha_0 - \alpha_1)\right]^2} \times \frac{\sin^2 \frac{\pi}{\lambda}(n\beta_0 - \beta_1)}{\frac{\pi l}{\lambda}(n\beta_0 - \beta_1)}.$$

$\alpha_0, \beta_0, \gamma_0$ sont les cosinus directeurs des rayons lumineux incidents par rapport à trois axes de coordonnées rectangulaires dont deux, situés dans le plan de base du réseau, sont l'un (l'axe des y) parallèle et l'autre (l'axe des x) perpendiculaire aux échelons, le troisième axe étant perpendiculaire au plan de base ; $\alpha_1, \beta_1, \gamma_1$ sont les cosinus directeurs des rayons diffractés par rapport aux mêmes axes ; a est la largeur, d la profondeur, l la longueur, p le nombre des échelons ; n est l'indice du verre dont est formé le réseau.

Le premier facteur qui représente l'interférence des lumières envoyées par les différents échelons est seul intéressant à considérer. Il conserve la même valeur le long de la courbe :

$$a\alpha_1 + d\gamma_1 + h\lambda = n(a\alpha_0 + d\gamma_0). \tag{1}$$

Si le paramètre h est entier, cette courbe constitue le maximum d'ordre h.

Pour avoir l'équation des courbes d'interférence dans le plan focal par rapport à deux axes de coordonnées situés dans ce plan : un axe des ξ parallèle à l'axe des x et un axe des η parallèle à l'axe des y, l'origine étant confondue avec la trace de l'axe optique, il suffit d'éliminer α_0, β_0, γ_0 entre (1) et les trois égalités :

$$\alpha_0^2 + \beta_0^2 + \gamma_0^2 = 1,$$
$$\beta_1 = n\beta_0$$

et

$$\alpha_0 = 0$$

(en supposant l'onde incidente parallèle au plan de base du réseau).

On a ainsi :

$$(a\alpha_1 + d\gamma_1 + h\lambda)^2 = (n^2 - \beta_1)^2 d^2,$$

et, si l'on remplace dans cette expression α_1, β_1, γ_1 par leurs valeurs en fonction de ξ, η et f (longueur focale de l'objectif de la lunette) :

$$\alpha_1 = \frac{\xi}{\rho}, \qquad \beta_1 = \frac{\eta}{\rho}, \qquad \gamma_1 = \frac{f}{\rho} \qquad \text{avec} \qquad \rho^2 = \xi^2 + \eta^2 + f^2,$$

on arrive à l'équation cherchée :

$$(a\xi + df + h\lambda\rho)^2 = (n^2\rho^2 - \eta^2)\, d^2.$$

On voit que ces courbes sont du quatrième degré. Leur concavité est tournée du côté où le réseau s'épaissit, ce qui constitue une analogie avec les prismes.

L'auteur applique ses résultats à un réseau employé par Gehrcke et pour lequel $a = 0^{cm},1$, $d = 1$ centimètre, $n = 1,5$. Il trouve ainsi pour le rayon de courbure R de la ligne qui passe par l'origine : $R = 0,3f$. Si le champ de la lunette atteint quelques degrés, la courbure doit donc être sensible.

P. Klein.

T. XXXVII, n°s 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7 ; 1905.

N.-A. HESEHUS. — Sur l'action calorifique du bromure de radium, de la naphtaline et du camphre. — P. 1-9.

MM. N. Hesehus et N. Georgiewsky ont fait des expériences relativement à l'action de la naphtaline et à celle du camphre sur les thermomètres ordinaires et les pinces thermoélectriques. L'action

est analogue à celle du radium, mais elle est environ trois fois plus faible. Cela confirmerait les conclusions tirées par les auteurs de leurs expériences antérieures (*Journal de la Soc. phys.-chim. russe*, 1903). L'élévation de température résulte principalement de l'absorption de l'émanation par le thermomètre lui-même.

P. KOTOURNITSKY. — Note sur l'expérience de Hirn pour déterminer l'équivalent mécanique de la chaleur par le choc. — P. 11-13.

L'auteur a essayé de vérifier les formules théoriques usuelles du choc des corps élastiques avec les données d'une expérience de Hirn. La vérification ne s'est pas trouvée bonne. Il suggère l'idée (qu'il n'affirme pas être nouvelle) d'utiliser des expériences de ce genre pour élucider les lois du choc.

S. TERECHINE. — Conductibilité thermique extérieure et formule de Lorenz. — P. 15-18.

M. Hartman a étudié le refroidissement de cylindres en éponge de platine préalablement portés, au moyen du courant électrique, à des températures dépassant 1,600°. L'auteur compare les résultats numériques publiés par M. Hartman avec ceux que l'on peut calculer au moyen de la formule :

$$W = A (T^4 - T_0^4) + B (T - T_0)^{\frac{5}{4}}.$$

Dans cette formule, T représente la température absolue du platine, W exprime en watts l'énergie perdue par une tranche du cylindre de 1 centimètre de hauteur, A et B sont des constantes calculées par la méthode des moindres carrés d'après les données de M. Hartman.

L'auteur a pu dresser ainsi le tableau ci-dessous :

T	W obs.	W calc.	S	S'
1.000	2,26	2,18	1,16	1,13
1.100	2,95	2,89	1,70	1,66
1.200	3,93	3,78	2,40	2,35
1.300	4,92	4,87	3,31	3,24
1.400	6,07	6,19	4,45	4,36
1.500	7,60	7,79	5,87	5,75
1.600	9,60	9,70	7,60	7,45
1.700	12,12	11,96	9,68	9,49

La colonne intitulée S contient les nombres indiquant les pertes par la radiation seule, d'après la loi de Stefan $S = A(T^4 - T_0^4)$. Dans la colonne S' sont rangés les nombres calculés par M. Hartman en assimilant le platine à un corps noir.

N.-A. HESEHUS. — Action du radium sur l'électrisation par contact. — P. 29-32.

L'ébonite, le soufre et le sélénium, après une exposition de courte durée aux rayons du radium, s'électrisent négativement par rapport aux mêmes corps qui n'ont pas subi l'influence de ces rayons ; mais, si l'exposition est prolongée (plusieurs heures), ils s'électrisent au contraire positivement.

Dans les mêmes conditions, le verre, le quartz et le mica s'électrisent positivement, même par une exposition de quelques minutes seulement. Il est intéressant de constater que ces corps sont eux-mêmes positifs par rapport aux premiers.

Pour les métaux, l'influence du radium est presque nulle.

N.-A. HESEHUS. — Électrisation des alliages par contact. — P. 35-38.

Des expériences faites par l'auteur avec M. N.-N. Georgiewsky ont donné les résultats suivants : les alliages dont le point de fusion est très inférieur à celui des métaux constituants (par exemple: alliage de Wood, alliage de Lipowitz : Zn, 50 — Pb, 90 — Sb, 10) sont électro-positifs par rapport à ceux qui ne présentent pas cette particularité.

V.-A. BERNATZKY. — Un moyen simple pour démontrer l'existence de la double réfraction temporaire des liquides. — P. 39-43.

L'auteur remarque d'abord qu'un liquide s'écoulant par un tube capillaire se trouve dans les mêmes conditions que le liquide enfermé entre les surfaces des deux cylindres tournants de l'expérience classique de Maxwell. Il doit donc présenter le phénomène de la double réfraction.

Pour voir s'il en est bien ainsi, l'auteur dispose entre deux nicols croisés un tube de section quadrangulaire dont il projette l'image sur un écran. Il fait passer dans le tube un courant d'huile d'olive

sous une pression de 1/2 à 3 atmosphères, et il voit apparaître une image lumineuse du tube avec une bande sombre en son milieu. Cette bande sombre disparaît quand on interrompt le courant liquide.

A. PETROWSKY. — Généralisation des formules qui expriment la distribution du potentiel dans un milieu hétérogène. — P. 49-60.

L'auteur démontre dans cet article le théorème suivant :

Soient deux surfaces quelconques $f_0 = 0$ et $f_n = 0$ communiquant avec des sources de potentiel constant V_0 et V_n, et supposons connue la fonction V qui exprime la distribution du potentiel lorsque tout l'espace qui sépare les deux surfaces est homogène. Divisons cet espace en n parties par des surfaces $f_1 = 0$, $f_2 = 0$, ..., $f_n = 0$ et supposons que ces parties aient des constantes diélectriques $k_1, k_2, ..., k_n$. Il sera possible de trouver les fonctions qui expriment la distribution du potentiel dans ces nouvelles conditions, à condition que les surfaces de séparation se confondent avec des surfaces équipotentielles.

Supposons que, dans le cas où le milieu est homogène, le potentiel ait des valeurs constantes V_1, V_2, .., V_{n-1} au niveau de ces surfaces $f_1 = 0$, $f_2 = 0$, ..., et une valeur V en un point quelconque situé entre $f_{k-1} = 0$ et $f_k = 0$. Le potentiel en ce point, dans le cas de la deuxième distribution, s'exprimera par la formule :

$$V_k = V_0 - \frac{\sum_{i=1}^{i=k-1} \frac{[V]_{i-1} - [V]_i}{k_i} + \frac{[V]_{k-1} - V}{k_k}}{\sum_{i=1}^{i=n} \frac{[V]_{i-1} - [V]_i}{k_i}} (V_0 - V'),$$

et la capacité du système sera augmentée dans la proportion :

$$\frac{V_0 - V'}{\sum_{i=1}^{i=n} \frac{[V]_{i-1} - [V]_i}{k_i}},$$

Les formules déjà publiées par l'auteur [1] ne représentent qu'un cas particulier de ce théorème général.

---

[1] *Journal de la Soc. phys.-chim. russe*, XXXII, p. 1; 1900.

J.-J. BORGMANN. — Recherches sur les propriétés radioactives de certaines boues médicinales russes (2e article). — P. 63-74.

Ces recherches ont été effectuées de la même manière que les précédentes ([1]). L'auteur observe, au moyen d'un électromètre Dolezalek, le courant de saturation qui se produit dans un cylindre de laiton d'abord vide, puis garni de boue complètement desséchée. Cette boue est enfermée dans une sorte de panier formé de deux cylindres concentriques en toile de laiton à fils fins, et ce panier est lui-même introduit dans le cylindre de laiton de telle manière qu'il repose sur son fond. La sensibilité est plus grande ainsi que dans les expériences précédentes, où l'auteur se contentait de disposer une mince couche de boue sur le fond du cylindre. De plus, pour observer l'ionisation de l'air en l'absence de boue, l'auteur laisse le panier (vide) dans le cylindre.

La capacité électrique de tout le système soumis à la charge électrique (fil du cylindre, fil conjonctif et électromètre) valait 10^{-10} farads (le panier étant placé dans le cylindre) et le cylindre était porté à un potentiel de 100 volts. Dans ces conditions, une variation du potentiel de l'électromètre égale à 10^{-2} volts donnait une déviation de 6,3 divisions de l'échelle.

Sur sept boues essayées par la méthode précédente, six manifestèrent une radioactivité indubitable. La radioactivité des diverses boues a été déterminée par l'augmentation de déviation de l'électromètre provoquée en une minute par leur influence.

La radioactivité de toutes ces boues (desséchées) est très faible. A l'aide d'un électromètre Wilson, l'auteur a comparé la radioactivité de la boue de Soupsa à celle de l'uranium métallique (envoyé par la Société centrale de produits chimiques). La radioactivité de la boue du Caucase a été trouvée cent fois plus petite que celle de l'uranium.

J.-J. BORGMANN. — Ionisation de l'air dans un cylindre métallique fermé et radioactivité de quelques métaux. — P. 77-98.

L'auteur, avec le concours de M. Afanassieff, et en employant la

([1]) *Journal de la Soc. phys.-chim. russe*, t. XXXVI, p. 183; 1904; — et *J. de Phys.*, p. 648; 1905.

méthode décrite dans ses mémoires antérieurs [1], est arrivé aux conclusions suivantes :

1° L'ionisation de l'air enfermé dans un cylindre métallique dépend de la nature du métal dont est fait le cylindre;

2° Dans des cylindres de coke, cuivre, laiton et fer, l'ionisation de l'air est la plus forte au moment même de son introduction dans le cylindre;

3° L'ionisation de l'air enfermé dans des cylindres de cuivre, aluminium, laiton, fer, zinc, étain et plomb augmente pendant quelques jours et atteint une limite. Cette limite de l'ionisation varie avec la nature du métal du cylindre. Elle n'est d'ailleurs pas constante : elle varie d'un jour à l'autre ainsi que dans le courant d'une même journée. Elle serait minimum vers trois heures de l'après-midi;

4° La présence, durant plusieurs jours, d'un cylindre de plomb dans un cylindre de laiton produit sur la surface de ce dernier une radioactivité induite de courte durée (quelques minutes);

5° L'existence d'une limite d'ionisation déterminée pour chaque métal peut être expliquée par l'action des émanations produites par les métaux.

Le plomb posséderait au plus haut degré la propriété de produire l'émanation, les autres métaux peuvent être rangés à ce point de vue dans l'ordre suivant : zinc, étain, fer, laiton, aluminium, cuivre.

Le tableau suivant contient les valeurs maximum de l'ionisation de l'air dans des cylindres de mêmes dimensions, mais formés de métaux différents. Ces valeurs maximum sont représentées par le nombre de divisions que parcourt le spott de l'électromètre en une minute. La troisième colonne contient le nombre n d'ions positifs ou négatifs engendrés par seconde dans chaque centimètre cube d'air:

Nature du cylindre	Ionisations maximum	
Cuivre oxydé..........	2,4	76
Cuivre électrolytique...	3,8	120
Aluminium	3,9	123
Laiton................	4,5	143
Fer...................	5,25	166
Étain.................	5,4	170
Zinc..................	6,7	218
Plomb (n° 2)..........	23	726
Plomb (n° 3)..........	15,35	485

[1] *Journal de la Soc. phys.-chim. russe*, t. XXXVI, p. 183; 1904; t. XXXVII, p. 63; 1905; — et *J. de Phys.*, 4e *série*, p. 649; 1905.

A.-P. SOKOLOW. — **Sur la radioactivité de quelques boues, terres et eaux minérales de Russie.** — P. 101-150.

L'auteur a d'abord étudié la radioactivité du gaz qui se dégage abondamment de la source de Narzan à Kislowodsk (Caucase). Ce gaz (formé principalement de CO^2) s'est montré fortement radioactif. Examiné par la méthode d'Elster et Geitel quatre jours après son extraction de la mine, il a manifesté une radioactivité 300 fois plus forte environ qu'à l'état normal.

L'auteur déduisit la loi de désactivation de l'émanation contenue dans le gaz d'une série d'observations effectuées pendant huit jours consécutifs. Cette loi fut trouvée très exactement exponentielle à partir de la 20ᵉ heure après l'introduction du gaz dans une cloche fermée. La constante de temps de cette loi ($J = J_0 e^{-\lambda t}$) s'est trouvée égale à $\frac{1}{357.000}$, ce qui correspond à une durée θ de 2,86 jours pour une diminution de l'activité égale à la moitié de sa valeur. Une autre expérience effectuée avec du gaz de même provenance, mais recueilli dans un autre récipient, a donné pour θ une valeur de 3,12 jours. Cette valeur s'accorde parfaitement avec les nombres trouvés par d'autres expérimentateurs relativement à des gaz radioactifs provenant de diverses sources minérales. L'irrégularité de la désactivation durant les 20 premières heures s'explique par la forte ionisation parasite du gaz. Cette ionisation n'était pas détruite complètement par le passage que devait subir le gaz à travers de l'acide sulfurique et du coton. Elle était donc probablement due aux ions poussières de petite mobilité étudiés par M. Townsend et surtout par M. Block. La présence de ces ions poussières et peut-être aussi un défaut d'étanchéité de l'appareil pourraient expliquer la trop faible valeur de θ dans les premières expériences.

L'auteur a encore étudié la radioactivité induite recueillie sur un réseau de laiton chargé négativement et plongé pendant $2^h 20^m$ dans le gaz de Narzan. Il a obtenu ainsi des courbes de désactivation presque identiques à celles qu'ont données MM. P. Curie et Danne et M. Dadourian pour la radioactivité induite du radium. L'auteur déduit de là l'identité de l'émanation contenue dans le gaz de Narzan avec celle du radium. Il se propose de rechercher s'il existe de l'hélium dans ce gaz.

L'auteur a enfin étudié au point de vue de leur radioactivité des eaux, des boues et des terres de diverses provenances.

J.-J. BORGMANN. — Sur l'électrisation d'un conducteur métallique placé au milieu d'un cylindre en métal rempli d'air et communiquant avec la terre (2e article). — P. 159-172.

L'auteur a répété avec l'aide de M. Afanassief ses expériences antérieures. Ces expériences lui avaient démontré qu'un fil de laiton bien isolé et placé suivant l'axe d'un cylindre métallique acquiert peu à peu une charge électrique [1]. L'auteur expose le résultat de ses nouvelles recherches :

Il fait communiquer le fil isolé avec l'une des paires de quadrants d'un électromètre Dolezalek, l'autre paire de quadrants communiquant avec le sol et l'aiguille étant portée à un potentiel de + 100 volts.

Dans ces conditions, si l'on charge négativement le cylindre entourant le fil de laiton, l'aiguille de l'électromètre dévie du côté négatif, c'est-à-dire du côté vers lequel elle se dirigerait si l'on communiquait une charge négative au fil isolé. La déviation cesse au bout de quelques heures.

Lorsque le cylindre est réuni à la terre, la déviation finale de l'aiguille dépend de la nature du métal du cylindre : avec des cylindres de plomb, d'étain, de zinc, d'aluminium, de laiton ou une couche annulaire de boue desséchée maintenue entre deux cylindres concentriques en toile fine de laiton, cette boue provenant du liman de Kouialnitz, de Saki ou de Berdiansk, on obtient une déviation positive. — Avec des cylindres en cuivre ou en fer ou une couche de boue d'Arensbourg, on obtient des déviations négatives, mais ces déviations sont inférieures à celles qui se produisent spontanément lorsque l'électromètre est isolé du fil de laiton. Avec un cylindre de coke ou une couche de boue de Soupsa (Caucase) ou de boue de Pernau, les déviations sont négatives et plus grandes que les déviations spontanées.

En éliminant l'influence des déviations spontanées de l'aiguille de l'électromètre, on peut conclure des expériences précédentes que le plomb, l'étain, le zinc, l'aluminium, le laiton, le cuivre, le fer,

(1) *Journal de la Soc. phys.-chim. russe*, t. XXXVI, p. 250; 1904; — et *J. de Phys.*, p. 649; 1905.

les boues du liman de Kouialnitz, de Saki, de Berdainsk et d'Arensbourg produisent dans le fil une charge positive, tandis que le coke et les boues de Soupsa ou de Pernau y produisent une charge négative.

Le temps nécessaire pour que l'aiguille de l'électromètre prenne une déviation fixe est plus grand lorsque l'air du cylindre vient d'être renouvelé que lorsqu'il y a été enfermé quelques jours avant le moment de l'expérience. L'ionisation de l'air enfermé dans le cylindre n'influe pas sur ce temps.

Les résultats précédents s'expliquent facilement, si l'on admet que l'air du cylindre s'électrise sous l'influence des rayons α ou β émis par la surface du cylindre mis en communication avec la terre. Cette hypothèse permettrait aussi d'expliquer l'existence de l'électricité atmosphérique.

V. BERNATZKY. — Emploi de l'analyseur à pénombre pour l'étude de la polarisation elliptique de la lumière. — P. 174-179.

N. KAPZOFF. — Sur la pression des ondes qui se propagent à la surface d'un liquide. — P. 187-201.

L'auteur s'est proposé de vérifier dans le cas de l'eau les résultats d'un calcul de lord Rayleigh relatif à la pression qu'exercent sur un solide partiellement immergé des ondes quelconques se propageant à la surface du liquide.

L'auteur a employé une couche d'eau épaisse de $5^{cm},5$ et enfermée dans une cuvette de zinc. Les ondulations étaient produites par une planchette dont l'extrémité plongeait dans le liquide et qu'une dynamo faisait osciller 154 à 266 fois par minute. De plus, l'eau était renouvelée fréquemment, de manière à ce que sa surface fût toujours parfaitement propre.

La surface destinée à recevoir la pression due aux ondulations était constituée par une plaque de zinc ayant 50 centimètres de long et 3 centimètres de large et supportée par un flotteur. Dans le but de permettre la mesure de la pression, le système constitué par la plaque de zinc et le flotteur était suspendu à la manière d'un pendule, de sorte qu'il suffisait de mesurer sa déviation angulaire pour avoir l'effort exercé.

Il ne fut possible de faire des mesures qu'avec une inclinaison de la lame de zinc sur l'horizontale inférieure à 10°. Pour une

inclinaison plus grande, il se produisait une réflexion des ondes qui troublait complètement le phénomène. Les erreurs d'expérience étaient inférieures à 10 0/0 et, dans ces limites, la concordance des résultats du calcul avec l'expérience s'est montrée satisfaisante.

Mlle M. PETROWA. — Sur la tension superficielle du mercure solidifié. P. 203-206.

Mlle Petrowa a photographié l'image amplifiée sept fois d'une goutte de mercure reposant sur un plan de verre. La superposition des photographies d'une même goutte prise avant et après sa solidification (au moyen d'un mélange de neige carbonique et d'éther) n'a montré aucune différence appréciable.

W. BERNATZKY. — Appareil pour démontrer la composition de deux rotations et destiné à l'explication de la théorie de la polarisation rotatoire de Fresnel. — P. 207-212.

P. KLEIN.

COMPTES RENDUS DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES;

T. CXLI ; 2e semestre 1905.

A. BROCA. — Sur le pouvoir inducteur spécifique des métaux dans le cas des ondes calorifiques et lumineuses. — P. 24.

L'auteur montre que l'hypothèse qu'il a faite d'un pouvoir inducteur spécifique considérable pour les métaux n'est pas plus en désaccord avec l'optique des métaux que l'hypothèse de Planck où ce pouvoir inducteur est nul.

G. CONTREMOULINS. — Appareil de mesure des facteurs pénétration et quantité de rayons X, et totaliseur radiophotométrique [1]. — P. 26.

Description et usage de l'appareil.

(1) Voir *C. R.*, t. CXXXIV, p. 649 ; 1902.

L. HOULLEVIGUE et H. PASSA. — Propriétés magnéto-optiques du fer ionoplastique. — P. 29.

On sait que les lames transparentes de fer, placées dans un champ magnétique normal à leur plan, transforment une vibration rectiligne en une elliptique dont le grand axe forme un certain angle avec la vibration incidente. Cet angle varie avec le champ, mais non proportionnellement, et tend vers une limite au voisinage de 30.000 gauss. Il en est de même pour le rapport des deux axes de l'ellipse. Le fer ionoplastique semble avoir le même pouvoir rotatoire maximum que le fer électrolytique, mais il l'atteint moins vite, de même qu'il atteint aussi moins vite sa saturation magnétique.

F. MONPILLARD. — Méthode pour établir des écrans colorés destinés à isoler certains groupes de radiations spéciales. — P. 31.

Si on recouvre une plaque de verre d'une couche d'épaisseur variable d'une solution formée par la dilution d'un poids connu de matière colorante dans un volume donné d'une solution aqueuse de gélatine, le poids de matière colorante par unité de surface en un point sera proportionnel à l'épaisseur de la couche en ce point. La recherche au spectrophotomètre de l'endroit de la couche présentant l'absorption maxima pour la radiation étudiée et la mesure de l'épaisseur correspondante permettent de déterminer facilement l'épaisseur à donner aux écrans colorés que l'on désire utiliser.

L. GUILLET. — Propriétés des aciers à l'aluminium. — P. 35.

L'aluminium n'a pas d'action importante sur les propriétés mécaniques des aciers tant qu'il ne dépasse pas 3 0/0.

A 7 0/0, les aciers sont extrêmement fragiles. Pour les hautes teneurs, on y rencontre de la martensite libre, et l'influence de la trempe est d'autant plus grande que la température est plus élevée.

Ph.-A. GUYE et A. PINTZA. — Densités de l'anhydride carbonique, du gaz ammoniac et du protoxyde d'azote. — P. 51.

Ph.-A. GUYE et Ch. DAVILA. — Densité de l'oxyde azotique. — P. 826.

Les auteurs ont trouvé pour le poids d'un litre normal de gaz :

Carbonique	1gr,9768
Ammoniac	0 ,7708
Protoxyde d'azote	1 ,9774
Oxyde azotique	1 ,3402

d'où ils déduisent que le poids atomique de l'azote est compris entre 14,006 et 14,010, le nombre le plus probable étant 14,009.

Henri BECQUEREL. — Sur quelques expériences relatives à l'activation par l'uranium. — P. 87.

L'auteur a déjà montré[1] qu'un sel soluble de baryum, mélangé à une solution d'un sel d'uranium et précipité à l'état de sulfate, donne un précipité plus actif que l'uranium, mais dont l'activité diminue de moitié en 20 jours environ. Le phénomène est indépendant de la température. Le sel d'uranium resté en solution est moins actif qu'auparavant, mais reprend avec le temps son activité première. — L'eau activée par un sel de radium devient inactive, après précipitation du sulfate de baryum. Enfin, dans une solution de sel d'uranium soumise à l'émanation du radium, les deux émanations se comportent indépendamment l'une de l'autre vis-à-vis du précipité.

Le noir de fumée fixe aussi l'émanation de l'uranium. Calciné, il reste encore actif, et sa combustion ne peut être complète.

G. MESLIN. — Mesure de coefficients d'aimantation et étude du champ magnétique [2]. — P. 102.

Discussion de la méthode employée et des résultats qu'elle peut fournir.

---

(1) C. R., t. CXXX et suivants ; 1900.
(2) Voir C. R., t. CXL ; juin 1905.

F. OSMOND et G. CARTAUD. — Les figures de pression ou de percussion sur les métaux plastiques cristallisés. — P. 122.

Les figures de pression ou de percussion sont en général caractéristiques de l'orientation cristallographique d'une coupe donnée au même titre que les figures de corrosion, et dépendent comme elles de la symétrie du cristal et de sa structure intime. Elles peuvent être la base d'une méthode générale d'étude des cristaux.

L. TEISSERENC DE BORT. — Vérification des altitudes barométriques par la visée directe des ballons-sondes. — P. 153.

De la comparaison des altitudes calculées d'après les indications du baromètre et celles plus sûres déterminées par triangulation, il résulte qu'un grand nombre de baromètres présentent un retard dans les indications provenant de l'élasticité imparfaite de la boîte métallique formant baromètre; il y a nécessité à employer maintenant des instruments plus précis.

M. LŒWY. — Nouvelle méthode pour la détermination directe de la réfraction à toutes les hauteurs. — P. 157 et 289.

Description et discussion complète de la méthode.

CH. ANDRÉ. — Appareil à éclipses partielles de soleil. — P. 168.

Description et usage de l'appareil, qui, braqué sur le soleil, permet la représentation des diverses phases géométriques d'une éclipse.

G. GOURÉ DE VILLEMONTÉE. — Contribution à l'étude des diélectriques liquides. — P. 179.

Étude sur le pétrole et l'huile de paraffine de l'influence du potentiel de charge et de la durée de la charge. Courbes représentatives. Aucune charge appréciable n'a été constatée dans le diélectrique liquide une fois soustrait à l'action du champ. Il semble que la propagation des charges soit, chez ces liquides, comparable à celle qui s'est effectuée à travers les corps cristallisés.

M. CHANOZ. — Recherches expérimentales sur l'effet des membranes dans les chaînes liquides. — P. 184 et 242.

Une membrane placée en (I) dans la chaîne liquide $MR \underset{(I)}{|} H^2O \mid MR$ donne naissance à une force électromotrice, si MR est hydrolysable. Celle-ci dépend : 1° de la nature de la membrane et des substances ayant agi antérieurement sur elle; 2° de MR et de substances étrangères contenues dans la dissolution MR; 3° de la position relative de la membrane et des liquides MR, H^2O.

Elle peut s'expliquer par la formation, aux dépens de l'électrolyte, d'une couche double électrique au contact de la membrane.

Ch. LEENHARDT. — Sur la vitesse de cristallisation des solutions sursaturées. P. 188.

Les solutions sursaturées présentent le même phénomène que les corps surfondus étudiés par Tammann. La vitesse de cristallisation, par abaissement de température, augmente d'abord, atteint un maximum, reste constante pendant un intervalle de 30 à 40°, puis diminue rapidement et tend vers zéro; c'est ce que l'auteur a constaté sur le sulfate, l'acétate et l'hyposulfite de sodium. Il a reconnu de plus que la diminution de la vitesse de cristallisation est proportionnelle à la racine carrée de la quantité de sel anhydre dissoute dans une même quantité de sel cristallisé, loi que M. von Pickardt avait obtenue en dissolvant un corps, en quantité variable, dans un autre corps pur surfondu.

L. PIGEON. — Sur un stéréoscope dièdre à grand champ, à miroir bissecteur. P. 247 et 372.

L'appareil fermé présente le même aspect qu'un atlas. Quand on l'ouvre, les deux panneaux extérieurs reçoivent : le droit, l'épreuve droite; le gauche, l'épreuve gauche. Ils forment un angle optimum de 140° pour les grandes épreuves, de 180° pour les plus petites. Un panneau médian, articulé de façon à être toujours le bissecteur du dièdre formé par les deux autres, porte un miroir de glace argenté ou un prisme à réflexion totale. L'œil droit visant directement l'épreuve droite et l'œil gauche visant dans le miroir l'épreuve

gauche, on a la vision stéréoscopique, avec le champ de l'œil libre beaucoup plus étendu que celui des instruments d'optique.

L'appareil permet aussi d'effectuer diverses expériences relatives à la vision binoculaire, et en particulier d'aborder l'étude et le traitement des diverses formes du strabisme.

P. GARRIGOU-LAGRANGE. — Les mouvements généraux de l'atmosphère en hiver. — P. 283.

En toute saison, l'hémisphère est ordinairement partagé en quatre régions inégales, mais symétriquement placées, deux où le baromètre est bas, deux où il est élevé. Les principaux mouvements qui se produisent sont des mouvements de jonction qui réunissent à certains moments respectivement entre elles les aires de haute et de basse pression, de façon qu'il n'y ait plus qu'un seul maximum et un seul minimum. Les seules différences entre les saisons proviennent de la circulation générale, qui change la position des aires et les modes de jonction.

G. FERRIÉ. — Le détecteur électrolytique à pointe métallique. — P. 315.

L'appareil se compose d'une pointe de platine, de $\frac{1}{100}$ de millimètre environ, pénétrant dans un électrolyte (acide sulfurique par exemple) d'une longueur à peu près égale à son diamètre ; l'électrolyte et le fil sont mis en communication, d'une part avec un téléphone, de l'autre avec le circuit où sont produites des oscillations de faible énergie. Chaque train d'ondes produit un son dans le téléphone; il peut même, si l'énergie des oscillations est suffisamment grande, faire dévier un balistique. La déviation étant toujours de même sens, le détecteur agit donc comme soupape, arrêtant les alternances positives.

On augmente la sensibilité de l'appareil en intercalant dans le circuit du téléphone une force électromotrice trop faible pour produire l'électrolyse et dont le pôle positif est relié à la pointe de platine.

G. LAUDET et L. GAUMONT. — Sur un mégaphone. — P. 319.

Description de l'appareil, dont le principe consiste à transmettre les vibrations, dont il s'agit d'amplifier l'intensité acoustique, à une flamme convenablement agencée.

G. BERTRAND et J. LECARME. — Sur l'état de la matière au voisinage du point critique. — P. 320.

C. RAVEAU. — Remarques. — P. 349.

Si l'on chauffe jusqu'à la température critique une solution de bichromate de potassium dans l'eau ou d'alizarine dans l'alcool absolu, dans un tube fermé rempli au tiers environ, on constate qu'au point critique, non seulement le ménisque disparaît, mais encore que la matière colorante, confinée presque en entier dans la partie liquide, se répand peu à peu jusqu'au sommet du tube, qui devient bientôt uniformément coloré. Si le tube n'est pas rempli au tiers, le liquide se vaporise totalement avant la température critique, et les colorants se déposent au fond du tube. La vapeur ne les dissout pas. Il semble donc qu'au voisinage du point critique la matière existe à la fois à l'état liquide et gazeux, formant une couche de solution de vapeur dans le liquide et une couche de solution de liquide dans la vapeur, les solubilités augmentant avec la température de manière à former deux couches identiques à la température critique; au delà, une partie du liquide subsisterait encore. Cette hypothèse paraît trop hardie à M. Raveau.

M. JOUGUET. — Sur la similitude dans le mouvement des fluides. — P. 346.

Dans les mouvements des fluides se faisant avec de très grandes vitesses, la compressibilité joue un grand rôle, mais la conductibilité et la viscosité sont négligeables. L'inverse a lieu pour les très petites vitesses.

F. OSMOND et Ch. FRÉMONT. — Les propriétés mécaniques du fer en cristaux isolés. — P. 361.

Ces propriétés sont fonction de l'orientation cristallographique par rapport à la direction de l'effort.

La fragilité, très grande suivant les plans de clivage, est associée, contrairement à ce qu'on croit encore, à une plasticité très grande suivant les autres directions; elle n'apparaît pas dans les essais statiques.

H. DESLANDRES. — Étude de l'atmosphère solaire autour des taches. P. 377.

L'étude des raies H et K conduit aux conclusions suivantes : Au-dessus du noyau d'une tache, les chromosphères basse et moyenne manquent ; dans la pénombre, elles réapparaissent progressivement ; tout autour de la pénombre, dans une zone de la facule que l'auteur appelle zone moyenne, la chromosphère moyenne est intense et la supérieure peu épaisse; enfin, dans la zone extérieure, il y a une augmentation considérable d'épaisseur de la chromosphère supérieure.

A. DEBIERNE. — Sur les gaz produits par l'actinium. — P. 383.

La solution actinifère dégage d'une manière continue du mélange $H^2 + O$ en assez grande quantité, et, à activité égale, comparable à celle donnée par le radium. Ce mélange, traité de la même façon que celui qui provient du radium, donne de l'hélium; ce gaz semble donc bien résulter de la présence des corps radioactifs.

. DESLANDRES. — Spectres ultra-violets de la couche renversante pendant l'éclipse totale du 28 mai 1900. — P. 409.

On sait que la couche renversante est la couche de vapeurs qui repose directement sur la surface même du Soleil et donne naissance à la plupart des raies solaires. L'auteur a prolongé l'étude du spectre de cette couche jusqu'à $\lambda = 3.000$ et a constaté que le spectre était tout semblable au spectre du titane dans l'arc électrique.

A. TURPAIN. — Sur une méthode propre à l'étude d'un phénomène lumineux d'intensité variable avec le temps. Application à la détermination de la vitesse instantanée d'un miroir tournant et à l'étude de l'étincelle de Hertz. — P. 422.

La méthode consiste à placer normalement à deux droites rectan-

gulaires d'un plan respectivement une plaque photographique et un miroir plan, puis au point d'intersection des deux droites un miroir tournant, d'axe perpendiculaire au plan. Le phénomène lumineux sera produit entre les deux miroirs, et donnera sur la plaque deux séries d'impressions, l'une provenant de la réflexion directe sur le miroir tournant, l'autre provenant des deux réflexions sur le miroir fixe et le miroir tournant. Ces deux séries permettent séparément la mesure de la vitesse instantanée du miroir et l'étude de la périodicité d'un phénomène, par exemple l'étincelle de Hertz.

H. BECQUEREL. — Sur quelques propriétés des rayons α du radium. — P. 485.

L'auteur a montré (1) que les rayons α du radium se comportent comme des particules douées toutes de la même déviabilité par un champ magnétique et présentant comme trajectoire une courbe dont le rayon de courbure va en croissant avec la longueur de cette trajectoire ; ceci s'explique en supposant que $\frac{m}{e}$ augmente probablement par accroissement de la masse m qui pourrait recueillir sur son parcours des particules matérielles. Cette hypothèse n'a pas été adoptée par Bragg et Kleeman (2), Rutherford (3), qui supposent que l'absorption ralentit les rayons α. L'auteur montre que cette interprétation n'est pas conforme à l'expérience ; il montre aussi que la scintillation est un effet de clivage et non l'effet de la recombinaison des ions libérés par les rayons α, comme le suppose encore Rutherford.

B. BRUNHES. — Sur la direction de l'aimantation permanente dans une argile métamorphique de Pontfarein (Cantal). — P. 567.

L'étude de l'aimantation de cette argile permet d'affirmer que l'inclinaison magnétique a pu, dans le passé, être négative en Europe, comme l'avait déjà supposé Folgheraiter.

(1) *C. R.*, t. CXXXVI ; 1903.
(2) *Phil. Mag.*, t. VIII ; 1904.
(3) *Phil. Mag.*, t. X ; 1905.

L. ROTCH et L. TEISSERENC DE BORT. — Sur les preuves directes de l'existence du contre-alizé. — P. 604.

Vérification par la méthode des ballons-sondes.

E. ROGOVSKY. — Sur un phénomène de refroidissement observé dans les fils d'argent plongés dans l'eau et parcourus par des courants électriques. — P. 622.

L'auteur a montré (1) que la résistance des fils plongés dans l'eau diminue d'abord quand l'intensité du courant qui y passe grandit, puis augmente ensuite. En effet, à cause de l'échauffement produit par des courants très faibles, avant que la chaleur dégagée par eux devienne suffisante pour arracher la couche d'eau adhérente, les fils sont à une température supérieure à celle du liquide ; en sorte que, pour obtenir les valeurs exactes de la résistance des fils dans un liquide, il faut les extrapoler d'une série d'observations faites avec différentes intensités de courant.

F. BEAULARD. — Sur le pouvoir inducteur spécifique de la benzine et de l'eau. P. 656.

La méthode de mesure consiste à observer la déviation d'un ellipsoïde de verre rempli du liquide étudié, et soumis à l'action d'un champ électrique qui est le champ hertzien. On sait, en effet, qu'un diélectrique placé dans un champ électrostatique uniforme, dissymétriquement par rapport aux lignes de force, subit une rotation qui tend à disposer la plus grande dimension du corps dans la direction du champ. L'auteur trouve ainsi pour la benzine $K = 1{,}657$, et pour l'eau $K = 11{,}04$, la longueur d'onde utilisée étant d'environ 50 mètres.

P. VAILLANT. — Sur la chaleur spécifique des solutions de sulfate de cuivre. P. 658.

La chaleur spécifique du sulfate dissous croît d'abord rapidement avec la concentration, puis passe par un maximum ; le sulfate

(1) *C. R.*, t. CXXXVI ; 1903.

semble exister dans la solution à l'état d'hydrate $SO^4Cu,5H^2O$, qui passerait à un état d'hydratation plus faible aux fortes concentrations.

B. BRUNHES et A. BALDIT. — Sur la dissymétrie de la déperdition électrique en pays de montagne : rôles comparés de l'altitude et du relief. — P. 693.

Les auteurs arrivent aux conclusions suivantes : 1° Jusqu'à 1.500 mètres, c'est le relief qui joue le rôle fondamental, et non l'altitude, dans la dissymétrie qui s'accuse entre les deux déperditions au voisinage du sol, quand on passe de la plaine ou du plateau à la montagne ; — 2° Si on opère toujours en rase campagne, l'exagération de l'intensité du champ électrique au voisinage des sommets réduit la déperdition positive beaucoup plus qu'elle n'accroît la déperdition négative.

M. COSTE. — Sur la conductibilité électrique du sélénium. — P. 715.

L'auteur montre que, suivant les méthodes employées pour la préparation du sélénium, la résistance de celui-ci varie dans de larges limites. Il y a avantage à le fondre, non pas entre lames métalliques qui donnent des séléniures ou une dissolution du métal, mais entre électrodes de charbon. La variation de résistance avec la température n'est pas non plus la même pour le silicium compact et celui présentant une texture à géodes. En particulier, pour avoir du sélénium très sensible à l'action de la lumière, il faut l'obtenir à l'état métallique aussi peu compact que possible.

J. THOVERT. — Détermination de la conductibilité calorifique. — P. 717.

La détermination de la vitesse de diffusion de la chaleur peut se ramener à une mesure de longueur et de temps ; en particulier, on pourra utiliser une masse prismatique ou cylindrique dont une extrémité est à une température plus élevée que l'autre. L'auteur donne un exemple de détermination et montre qu'on pourra facilement réaliser les conditions suivantes : très faible différence de températures initiales et très grande rapidité de l'expérience.

A. KREBS. — **Sur un frein dynamométrique destiné à la mesure de la puissance des moteurs, qui permet l'utilisation, sous forme électrique, de la majeure partie du travail développé.** — P. 757.

L'induit d'une dynamo est relié directement à l'arbre de la machine à étudier, les deux axes étant dans le prolongement l'un de l'autre. L'inducteur, portant les paliers de l'arbre de l'induit, peut osciller autour de l'axe de l'induit ; un levier lui est fixé, perpendiculairement à l'axe tournant, et est maintenu entre deux butoirs à l'aide d'un poids convenable. L'équilibre est très facile à obtenir, et la mesure du poids, du bras de levier et du nombre de tours par seconde permet alors la mesure du travail. Un tel dispositif a du reste déjà été employé par M. Marcel Deprez en 1889, et par M. Miculescu dans sa mesure de l'équivalent mécanique de la calorie.

M. CHANOZ. — **Sur le phénomène électrique créé dans les chaines liquides symétriques pour les concentrations, par la formation d'une surface fraiche de contact. Recherche de la pureté des électrolytes.** — P. 759 et 881.

Dans les chaînes liquides symétriques pour les concentrations MR | M'R' | MR, un phénomène électrique lié à la présence d'une surface fraîche de contact apparaît :

1° Quand on oppose à H^2O des électrolytes impurs ou des sels subissant l'hydrolyse, le sens et la valeur de la force électromotrice constatée renseignant sur la nature et la quantité de ces impuretés ou sur le degré d'hydrolyse ;

2° Quand on oppose des concentrations différentes d'un mélange ou d'un sel hydrolysé ;

3° Quand on oppose entre eux : des acides différents, les acides et les bases, les sels aux bases ou aux acides, les sels aux sels donnant des précipités membraneux.

J. REY. — **Observations d'électricité atmosphérique sur la terre de Graham.** P. 851.

La valeur moyenne du champ électrique à la surface du sol a été trouvée de $68^{v},4$ par mètre, et l'amplitude moyenne de la variation

diurne de 44^{v},1 ; le champ n'a jamais été négatif. Les brouillards persistants doublent la valeur moyenne du champ ; les précipitations de neige la diminuent.

Il n'y a pas de différence sensible entre les vitesses de déperdition des charges positives et négatives. La fraction de charge perdue par minute est sensiblement égale à 0,0309.

L. MALASSEZ. — Évaluation du pouvoir grossissant des objectifs microscopiques. P. 880 et 1004.

L'auteur définit le pouvoir grossissant comme le grossissement produit par l'objectif à l'unité de distance de sa face postérieure. Il indique les divers moyens à employer pour l'évaluer et montre qu'il ne peut être égal à la puissance que quand le foyer postérieur se trouve juste au niveau de la face postérieure.

J. MALASSEZ. — Sur la différence de potentiel sur laquelle sont produits les rayons catodiques. — P. 884.

La méthode de mesure utilisée a été indiquée par M. Langevin ; elle consiste à déterminer directement la différence de potentiel V sous laquelle sont émis les rayons catodiques en observant le changement de vitesse que leur fait subir une nouvelle chute de potentiel V', et à comparer V à la différence de potentiel mesurée entre la catode et la région d'observation. L'auteur trouve ainsi que les corpuscules sont émis sous la différence de potentiel existant réellement entre la catode et l'anode, et c'est à partir de la surface même de la catode qu'ils reçoivent du champ intense l'énergie cinétique correspondante.

M. BRILLOUIN. — Inertie des électrons. — P. 943.

Théorie mathématique, montrant qu'un électron de forme quelconque, non sphérique, possède 5 coefficients d'inertie distincts, définis très simplement au moyen du potentiel électrocinétique de l'électron.

G. URBAIN. — Sur le victorium et la phosphorescence ultra-violette du gadolinium. — P. 954.

De l'étude du spectre ultra-violet de phosphorescence, l'auteur conclut que la substance caractérisée par sir W. Crookes comme élément nouveau, et appelée victorium, n'est qu'un complexe renfermant du gadolinium.

GAETANO et GIOVANNI PLATANIA. — Effets magnétiques de la foudre sur les roches volcaniques. — P. 974.

Observation de la direction de l'aimantation de blocs de lave basaltique et de briques par la foudre.

G. MESLIN. — Sur la coexistence du para et du diamagnétisme dans un même cristal. — P. 1006.

L'auteur a constaté dans un même cristal de pyrrhotine l'existence du diamagnétisme dans des directions formant un cône dont l'axe est perpendiculaire au plan magnétique, et du paramagnétisme dans toutes les autres directions. Il y a du reste un passage continu de l'une des propriétés à l'autre.

H. PELLAT. — Action d'un champ magnétique sur les rayons de Goldstein. P. 1008.

Les rayons de Goldstein se propagent sur une longueur de 80 centimètres environ dans des tubes de 1 mètre, dont l'anode est à une extrémité et la catode à une distance de 18 centimètres de l'anode. Une plaque de clinquant reliée à l'anode dévie ces rayons, ce qui prouve qu'ils sont en grande partie chargés positivement. Si le tube est placé entre les branches d'un électro-aimant traversé par des courants d'intensité variable, on constate que, par un champ faible, les rayons sont déviés dans le sens prévu pour les particules chargées positivement; il se forme alors un filet lumineux le long de la paroi du tube. Si on augmente le champ, le filet s'élargit, et vers 1.000 gauss la diffusion a envahi toute la section du tube qui paraît uniformément lumineuse; vers 2.000 gauss et plus, la diffusion diminue et la luminosité s'amincit de nouveau le long d'une paroi du

tube, mais la déviation a lieu en sens inverse de celle qui se produit pour les champs faibles. Enfin, au delà des pièces polaires, la luminosité disparaît totalement, au moins si le vide n'est pas trop avancé, de l'ordre de quelques centièmes de millimètre de mercure.

A. NODON. — Disposition nouvelle permettant d'obtenir une image monochromatique des sources lumineuses. — P. 1011.

A. SAUVE. — P. 1219.

Description et usage de l'appareil, fondé sur ce principe qu'un mouvement continu d'une raie monochromatique d'une source lumineuse peut donner l'impression d'une image continue monochromatique de la source. Cet appareil diffère très peu de celui que M. Sauve a décrit en avril 1904.

J. VIOLLE. — Sur un étalon de lumière. — P. 1188.

Une sorte d'éprouvette en charbon est placée au-dessus d'un métal (argent, cuivre, etc.) amené à l'ébullition dans le four électrique. La vapeur enveloppe tout le fond et une assez grande longueur de l'éprouvette qui se prolonge par un tube permettant de viser à l'intérieur; on réalise ainsi une enceinte à température constante. Les expériences non terminées de l'auteur lui permettent d'affirmer que ces enceintes peuvent fournir de bons étalons secondaires de lumière.

G. SAGNAC. — Sur la propagation de la lumière dans un système en translation et sur l'aberration des étoiles. — P. 1220.

En considérant les particules d'un milieu optique comme des centres de réflexion en tous sens, plongés dans l'éther du vide, l'auteur a expliqué [1] d'une manière simple le phénomène d'entraînement apparent, des ondes lumineuses par la matière (effet Fizeau). Cet effet est la différence de deux effets simultanés : l'effet d'entraînement apparent dû à la diminution de la masse utile d'eau réellement traversée par chaque onde lumineuse (effet de masse), qui est affaibli par l'effet dû à l'état de mouvement de cette masse utile (effet de mouvement, suivant une loi simple que donne l'auteur). Cette

[1] *C. R.*, t. CXXIX, p. 756 et 818.

théorie montre aussi que la durée de propagation d'une vibration élémentaire, le long d'un contour fermé quelconque invariablement lié à un système optique quelconque en mouvement, ne dépend pas de la vitesse de translation du système (théorème de Veltmann). Elle permet même l'étude de la rotation des ondes dans un système optique en translation, et en particulier de l'aberration des étoiles.

Ch. MAURAIN. — Sur le mécanisme de production et la nature des pulvérisations catodiques. — P. 1223.

Les pulvérisations catodiques paraissent être constituées par des particules assez grosses arrachées à la catode par le choc des rayons α (afflux catodique de Villard), projetées dans toutes les directions et chargées électriquement ; un champ magnétique n'a d'action sensible sur elles que s'il est intense, de l'ordre de 2.000 gauss, ce qui fait croire que le rapport $\frac{m}{e}$ de la masse à la charge est, pour ces particules, beaucoup plus petit que pour les rayons catodiques.

G. MOREAU. — Sur les mobilités des ions des vapeurs salines. — P. 1225.

Comparaison des mobilités trouvées pour les ions des vapeurs de solutions de chlorure de potassium avec celles que donne la formule déduite de la théorie de Maxwell et corrigée par Langevin [1] :

$$k = \frac{4}{3} \frac{2e}{(1+x)^2 s^2} \sqrt{\frac{1}{2\pi\rho\omega}\left(1 + \frac{1}{x^3}\right)},$$

k et e désignant la mobilité et la charge d'un ion, ω et ρ la pression et la masse du gaz par unité de volume, x le rapport du diamètre de l'ion à celui d'une molécule pris égal à s.

Pour des concentrations variant entre une molécule et $\frac{1}{16}$ de molécule par litre, entre 170° et 70°, les ions se comportent comme s'ils étaient formés d'un centre électrisé, de la grosseur d'une molécule entourée de 2 à 7 couches de molécules. Vers 15°, il y aurait 10 à 20 couches de molécules autour du centre de l'ion, qui paraîtrait alors être une véritable goutte, résultant probablement de la condensation de la vapeur d'eau ou du sel autour du centre électrisé.

---

(1) *Ann. de chim. et de phys.*; juin 1905.

G.-A. HEMSALECH. — Sur les spectres respectifs des différentes phases de l'étincelle oscillante. — P. 1227.

L'auteur a déjà décrit ([1]) les différentes phases de l'étincelle oscillante : la décharge initiale, la vapeur métallique et les oscillations. La décharge initiale donne le spectre de lignes de l'air; les oscillations donnent le spectre de bandes négatif de l'azote. La traînée de vapeur métallique donne les raies caractéristiques du platine, mais son spectre diffère de celui de l'arc ou de l'étincelle ordinaire ; elle donne aussi des raies du cuivre et du calcium. L'étude plus complète montre que le spectre de lignes se produit dans l'air non ionisé et le spectre de bandes dans l'air ionisé, qu'une seule oscillation est capable de produire et de rendre lumineuse de la vapeur métallique, qu'enfin la vapeur de calcium est projetée des électrodes avec une vitesse plus grande que celle de l'oscillation même qui l'a produite.

Études physiques relatives à l'éclipse du 30 août 1905.

Pendant l'éclipse, on a observé un abaissement de température, une variation très marquée du champ électrique, une diminution de l'ionisation totale qui doit se rapporter à l'affaiblissement et à l'absence du rayonnement solaire. Malgré sa masse, le Soleil a un champ magnétique peu considérable; la proportion de lumière polarisée qu'il émet est très sensiblement la même dans la région polaire et dans la région équatoriale ; elle est voisine de 50 0/0. Aucune zone n'a présenté l'émission de lumière elliptique. L'intensité totale de la couronne solaire est d'environ 0,13 lux, les trois quarts de celle de la pleine lune ; son éclat intrinsèque, près du bord et dans la direction de l'équateur, est environ le quart de l'éclat moyen de la Lune, ce qui explique la grande difficulté de l'observation de la couronne en dehors des éclipses, l'éclat intrinsèque du ciel au voisinage du disque solaire étant, en effet, deux mille fois plus grand que celui de la Lune. BOIZARD.

(1) *C. R.*, t. CXL; 1905.

TABLE DES MATIÈRES (*suite*).

AVRIL 1906.

(*Voir* la suite à la page 2.)

TABLE DES MATIÈRES

AVRIL 1906.

(Voir la suite à la page 3.)

Tours. — Imprimerie Deslis Frères.

[illegible] Deslis.

Ce Recueil paraît chaque mois.

JOURNAL
DE PHYSIQUE
THÉORIQUE ET APPLIQUÉE,

FONDÉ

Par J.-Ch. D'ALMEIDA

ET PUBLIÉ PAR

MM. E. BOUTY, G. LIPPMANN, E. MASCART,
L. POINCARÉ,

ET

MM. B. BRUNHES, M. LAMOTTE et G. SAGNAC
adjoints à la rédaction

AVEC LA COLLABORATION

D'UN GRAND NOMBRE DE PROFESSEURS ET DE PHYSICIENS.

QUATRIÈME SÉRIE.

TOME V. — MAI 1906.

(Clos le 15 Avril.)

PARIS,
AU BUREAU DU JOURNAL DE PHYSIQUE,
102 bis, RUE NOTRE-DAME-DES-CHAMPS (6e).

[illegible] la rédaction doit être adressé à M. Lucien Poincaré, [illegible]

[illegible] l'administration [illegible] adressé à M. Sandoz [illegible]

P. CURIE

L'horrible accident qui vient de mettre en deuil tous ceux qui ont au cœur l'amour de la science, ou qui savent admirer la beauté d'un caractère, frappera d'un coup plus particulièrement douloureux les lecteurs de ce *Journal*, auquel M. Curie avait depuis longtemps apporté sa précieuse collaboration.

L'illustre et infortuné savant avait bien voulu, il y a un an, accepter la place que la mort du très regretté M. Potier laissait vide dans notre Comité de rédaction ; nous comptions avoir souvent recours à ses conseils et nous inspirer de ses avis qui vont, hélas ! nous faire cruellement défaut.

Ce n'est pas à des physiciens qu'il est utile de rappeler longuement les travaux de P. Curie : chacun connait la suite des admirables recherches qu'il a poursuivies depuis vingt-cinq ans. Dès ses débuts, alors qu'il publiait, en collaboration avec P. Desains, une courte note sur les longueurs d'ondes calorifiques, on pouvait pressentir quel chercheur pénétrant, doué d'un esprit profond et original, venait de naître pour la science.

Curie ne tarda pas à justifier les espérances qu'avait fait concevoir ce premier travail : ses ingénieuses recherches, faites en collaboration avec son frère, M. J. Curie, sur la piézo-électricité et sur la dilatation des cristaux par l'électrisation, sont aujourd'hui classiques. Ses expériences soignées sur les propriétés magnétiques des corps à diverses températures, ses fines études qui l'amenèrent à construire tant d'appareils nouveaux, toujours empreints d'une élégante simplicité, balances apériodiques, électromètres, etc..., sont présentes à l'esprit de tous.

On doit à Curie d'avoir le premier montré clairement l'intérêt qu'il y aurait à introduire dans l'étude des phénomènes physiques les considérations sur la symétrie familières aux cristallographes. Le mémoire qu'il publia ici même sur cette question a une importance qui est de jour en jour mieux comprise : le principe de symétrie énoncé par Curie doit être placé au rang des principes fondamentaux de la physique.

Depuis 1896, Curie a publié, en collaboration avec M[me] Curie, ses célèbres recherches sur les phénomènes de la radioactivité qui, malgré sa modestie extrême, firent connaître son nom au monde tout entier. C'est au moment où, dans la force de l'âge, dans la plénitude de son génie créateur, il poursuivait de nouvelles découvertes, qu'une épouvantable catastrophe est venue terminer une vie si précieuse pour l'humanité.

Ce n'est pas seulement à cause de ses inventions que Curie laissera un nom impérissable, mais aussi parce qu'il fut le savant le plus noble, le caractère le plus élevé, l'homme le plus désintéressé qui se puisse rencontrer. Le souvenir de sa simplicité si sincère, de sa droiture si parfaite restera comme un modèle et un exemple.

S'il était possible qu'il existât quelque atténuation à la perte irréparable que vient de faire la science, on trouverait peut-être une consolation dans l'idée que la confidente de toutes ses pensées, celle qui fut étroitement associée à ses travaux et à son génie, sa noble compagne, nous reste et pourra continuer les conquêtes sur l'inconnu qu'ils avaient commencées ensemble dans la touchante communauté de leur labeur.

LE RAYONNEMENT DES MANCHONS A INCANDESCENCE;

Par M. H. RUBENS (1).

I. — INTRODUCTION.

Les remarquables propriétés du manchon à incandescence Auer ont dès l'origine excité au plus haut point l'intérêt des physiciens et suscité des recherches scientifiques vers une explication. Un grand nombre de travaux théoriques et expérimentaux, en partie fort dignes d'attention, ont été entrepris dans ce but. Il existe également des exposés d'ensemble des résultats atteints dans ce domaine. Parmi ces dernières publications je désire signaler celle de M. Ch.-Ed. Guillaume (2), dans la *Revue des Sciences*, comme se distinguant par sa clarté et son esprit critique. Malgré cette importante dépense de perspicacité et d'ardeur scientifiques, on n'est pas encore jusqu'ici parvenu au but, mais on a au moins réussi à établir deux faits de très grosse importance.

D'abord, il ne peut subsister aucun doute, après les expériences de M. Saint-John (3), que le manchon Auer ne soit dénué de toute luminescence et ne rayonne exclusivement en vertu de sa haute température.

En second lieu, les expériences de MM. Le Châtelier et Boudouard (4) permettent de conclure que la puissance lumineuse si frappante du bec Auer est dans une très étroite dépendance avec son pouvoir émissif relativement faible dans l'infra-rouge.

Il y a contradiction apparente entre ce second résultat et une remarque que j'ai bien souvent faite et plusieurs fois énoncée, que le rayonnement du manchon Auer est très riche en rayons de grande longueur d'onde. Aucune des sources rayonnantes que je connais ne se prête, par exemple, aussi bien à la formation des « rayons restants ». Si l'on rapproche ce fait de ceux énoncés précédemment, on en conclura que la distribution de l'énergie dans le spectre du manchon Auer doit présenter une allure très particulière.

---

(1) Conférence faite à la *Société française de Physique*, le 20 avril 1906.
(2) *Revue générale des Sciences*, XII, p. 422; 1901.
(3) *Wied. Ann.*, LVI, p. 433; 1895.
(4) *Comptes Rendus*, CXXVI, p. 1861; 1898.

Comme la connaissance du spectre infra-rouge de cette remarquable source de lumière présente de l'intérêt même au point de vue technique, je me suis proposé d'étudier ce spectre entre des limites aussi éloignées que possible par des procédés spectrothermométriques.

Des mesures analogues ont d'ailleurs déjà été entreprises par Langley pour la lampe à incandescence au pétrole avec l'aide de ses bolomètres. Langley a trouvé que, dans la courbe de répartition de l'énergie, les maxima d'émission de la vapeur d'eau et du gaz carbonique sont nettement visibles. Malheureusement les expériences de Langley ne permettent pas de séparer le rayonnement du manchon de celui de la flamme du pétrole, et de plus ses mesures ne s'étendent que jusqu'à la longueur d'onde $\mu = 8 \lambda$. De nouvelles mesures étaient, par suite, désirables, afin d'obtenir des données sûres sur l'émission du manchon à incandescence lui-même dans l'ensemble du spectre accessible à l'expérience.

II. — LES MANCHONS AUER.

Les expériences décrites par la suite ont toutes été faites avec les manchons dits Degea de la « Deutsche Gasglühlicht A. G. », chauffés au moyen du brûleur Bunsen modifié à la manière ordinaire et muni de son chapeau. Les manchons Degea contiennent environ 99,2 0/0 d'oxyde de thorium et 0,8 0/0 d'oxyde de cérium, tant qu'ils sont neufs; mais il est vraisemblable que le cérium s'évapore un peu avec l'âge. Mes mesures se rapportent à des manchons qui ont brûlé pendant moins de dix heures. La flamme du Bunsen était toujours soigneusement réglée de manière à donner l'effet lumineux maximum. Afin d'éviter le rayonnement du support central, les manchons étaient maintenus dans la flamme par des supports latéraux.

III. — MESURE DE LA DISTRIBUTION DE L'ÉNERGIE.

La distribution de l'énergie dans le spectre a été mesurée avec l'aide d'un spectromètre à miroirs et d'une pile thermoélectrique linéaire. Jusqu'à la longueur d'onde $\lambda = 8\ \mu$, on employait un prisme de fluorine; au contraire, depuis $\lambda = 8\ \mu$ jusqu'à $\lambda = 18\ \mu$, un prisme de sylvine. Les courbes d'énergie ont été ramenées à la manière connue au spectre normal et reliées l'une à l'autre en tenant

compte de l'absorption des prismes. Dans certaines de ces séries de mesures, le brûleur Auer a été muni de son verre de lampe usuel; cependant, dans le domaine du spectre visible, les déviations observées n'étaient pas très différentes avec ou sans verre. Dans le spectre infra-rouge, le brûleur a toujours été étudié sans verre.

En opérant ainsi on a mesuré les déviations en 70 endroits différents du spectre environ, entre $\lambda = 0{,}45\ \mu$ et $\lambda = 18\ \mu$, et cela d'abord pour le brûleur Auer; ensuite, après avoir enlevé avec précaution le manchon, pour le brûleur Bunsen seul; enfin pour un brûleur Auer dont le manchon avait été recouvert d'une couche extrêmement fine d'oxyde de fer. On recouvre un manchon Auer d'une couche mince d'oxyde de fer en plongeant avec précaution le manchon une fois brûlé dans l'encre et en le calcinant ensuite dans la flamme du Bunsen. Le manchon prend alors une coloration bien foncée, mais conserve sa forme et montre au microscope la même structure et la même finesse de tissus qu'auparavant. Dans l'enveloppe extérieure de la flamme du brûleur, il ne s'échauffe plus maintenant qu'au rouge assez clair. Sa température, mesurée au pyromètre optique de Holborn-Kurlbaum (1), à une hauteur de $0^{cm},5$ à $2^{cm},5$ au-dessus du sommet du brûleur, a été évaluée à 1.050-1.100° C., alors que le même instrument dans les mêmes conditions indique pour le manchon Auer normal des températures beaucoup plus élevées.

Le tableau suivant (tableau I) contient les résultats des mesures d'énergie dans le spectre. La colonne 1 donne les longueurs d'onde; les colonnes 2, 3 et 4, les intensités de rayonnement réduites au spectre normal du bec Auer usuel, du brûleur correspondant et du bec Auer avec manchon recouvert d'oxyde. La signification des nombres de la colonne 5 sera indiquée plus loin. Jusqu'à la longueur d'onde $\lambda = 10\ \mu$, les nombres de cette colonne sont égaux aux différences des nombres correspondants des colonnes 2 et 3. A partir de $\lambda = 10\ \mu$, les nombres de la colonne 5 sont identiques à ceux de la colonne 2.

(1) *Ber. d. Kgl. Preuss. Acad. d. Wissensch.*, juin 1901; et *Ann. d. Physik*, X, p. 225; 1903.

TABLEAU I.

λ	Brûleur Auer	Brûleur Bunsen	Manchon à oxyde de fer	Manchon Auer	λ	Brûleur Auer	Brûleur Bunsen	Manchon à oxyde de fer	Manchon Auer
0,45 μ	3,8	—	—	3,8	6,10 μ	12,2	4,1	13,7	8,1
0,47	7,5	—	—	7,5	6,25	14,2	3,8	15,8	10,4
0,50	11,5	—	—	11,5	6,41	12,1	4,7	13,6	7,4
0,53	20,9	0	0	20,9	6,56	17,3	8,6	13,8	8,7
0,59	23,4	0	0,7	23,4	6,71	22,6	10,6	14,3	12,0
0,73	26,4	0	4,6	26,4	6,99	24,7	9,7	15,1	15,0
1,0	34,8	0,5	42	34,3	7,25	26,3	9,3	16,3	17,0
1,47	38,3	5,0	109	33,3	7,53	30,7	9,2	15,8	21,5
1,73	39,5	9,1	160	30,6	7,79	31,7	9,2	16,3	22,5
1,96	36,9	11,3	175	25,6	8,04	30,8	6,9	16,3	23,9
2,20	34,7	11,1	187	23,6	8,27	30,3	4,2	16,4	26,1
2,42	43,2	24,0	171	19,2	8,66	31,0	2,3	16,5	28,7
2,62	66	48	146	18,0	9,15	32,0	1,38	16,9	30,6
2,80	81	62	128	19,0	9,60	31,3	0,87	16,2	30,5
2,99	72	55	125	17,0	10,05	28,2	0,68	15,4	27,5
3,15	38,5	22,6	112	15,9	10,45	26,9	0,55	14,6	26,3
3,49	15,4	5,2	88	10,2	10,83	24,3	0,77	13,4	24,3
3,77	11,2	1,8	70	9,9	11,24	21,4	0,84	12,4	21,4
4,04	19,0	11,4	57,5	7,6	11,97	19,1	1,20	10,6	19,1
4,16	62,0	55,0	59	7,0	12,64	17,3	1,53	9,6	17,1
4,29	175	165	83	10	13,27	14,8	1,72	8,4	14,8
4,41	249	241	107	8	13,86	13,0	1,93	7,7	13,0
4,52	205	198	101	7	14,44	10,3	1,82	6,5	10,4
4,64	119	110	65	9	15,0	8,9	1,57	5,4	8,9
4,75	51	43	40	8	15,5	8,3	1,46	5,1	8,3
4,98	25,2	18,0	33,6	7,2	16,0	8,1	1,36	4,7	8,1
5,19	19,5	11,5	27,0	8,0	16,5	6,0	1,31	4,3	6,9
5,39	17,5	10,3	25,4	7,2	17,0	5,9	1,22	4,0	5,9
5,57	16,2	8,5	23,1	7,7	17,45	5,6	1,03	3,7	5,6
5,76	15,9	7,7	18,6	8,3	17,9	5,0	0,94	3,3	5,0
5 4	13,2	5,6	14,5	7,6					

Aux nombres du tableau I correspondent les courbes d'énergie *a*, *b* et *c* (*fig.* 1) : *a* donne la distribution de l'énergie dans le spectre d'émission du brûleur Auer normal, *b* dans le spectre du brûleur Bunsen, *c* dans celui du brûleur Auer avec manchon à oxyde de fer. Dans les trois courbes, les maxima d'émission du gaz carbonique et ceux de la vapeur d'eau apparaissent nettement, surtout dans les courbes *b* et *a*. On reconnaît de plus que la courbe d'émission du brûleur Auer (*a*) enveloppe complètement celle du brûleur Bunsen (*b*), alors que la même chose n'a pas lieu pour les courbes *c* et *b*. Le fait que dans le domaine spectral com-

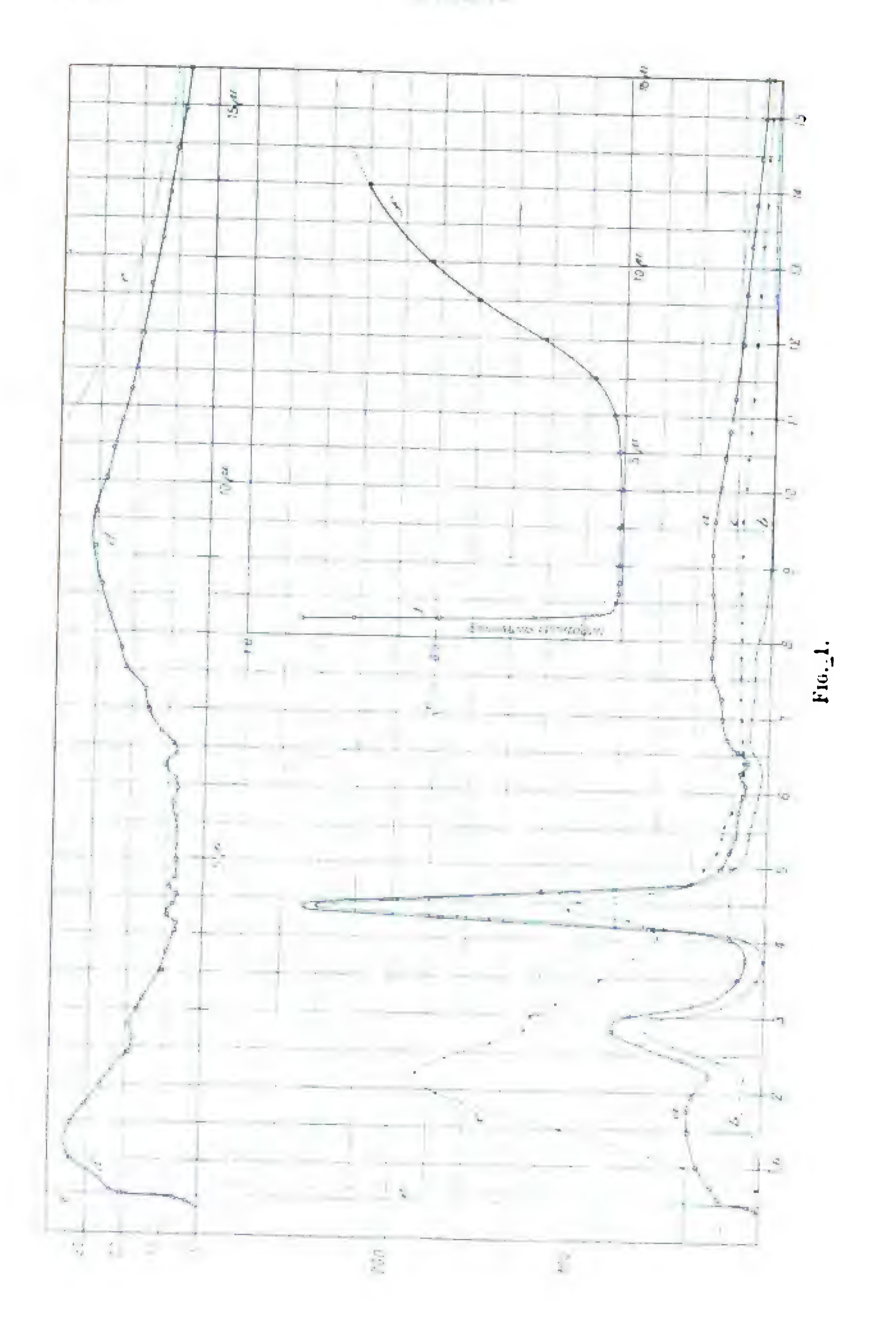


FIG. 1.

pris entre $\lambda = 2\,\mu$ et $\lambda = 5\,\mu$, qui renferme les bandes d'absorption les plus fortes du gaz carbonique, le brûleur Auer normal donne presque le même spectre d'émission que la flamme Bunsen seule, montre d'abord que le pouvoir émissif du manchon comparé à celui de la flamme est ici extraordinairement petit, et ensuite que la masse du manchon incandescent doit être à peu près complètement transparente pour le rayonnement de la flamme. Si l'on admet que le petit pouvoir émissif du manchon n'est pas la conséquence d'un pouvoir réflecteur métallique, ce qui paraît vraisemblable, vu la division extrême de la masse, la petitesse du pouvoir émissif du manchon est, d'après la loi de Kirchhoff, en rapport avec sa transparence.

Cette conception est appuyée par la manière dont se comporte le manchon noirci par l'oxyde de fer. Celui-ci possède dans le domaine spectral en question un pouvoir émissif notablement plus élevé que le manchon Auer normal, ce qui résulte de ce que, malgré sa température bien inférieure, il rayonne davantage. Mais à son pouvoir émissif supérieur est lié aussi un pouvoir absorbant plus élevé, et par suite il ne laisse passer qu'une petite partie du rayonnement de la flamme (sans doute en gros la fraction qui passe à travers les mailles).

La transparence presque parfaite du manchon Auer pour le rayonnement de la flamme Bunsen rend possible d'obtenir, par différence des nombres contenus dans les colonnes 2 et 3 du tableau I, des valeurs qui correspondent à peu près à l'émission du manchon Auer seul dans ce domaine spectral. Au contraire, dans le domaine des grandes longueurs d'onde (à partir de 10 μ environ), le pouvoir émissif et aussi le pouvoir absorbant de la masse du manchon sont, d'une part, redevenus si élevés, le rayonnement de la flamme est, d'autre part, redevenu si faible, que ce dernier peut être complètement négligé. Les nombres de la colonne 5 dans le tableau I représentent donc très approximativement l'émission du manchon incandescent seul. La représentation graphique correspondante est fournie par la courbe *d* (*fig.* 1). L'échelle des ordonnées a été ici doublée par rapport à celle des courbes *a*, *b* et *c*, pour des raisons de netteté. La courbe *d* présente deux maxima nettement marqués chez 1,2 μ et 9,3 μ; dans l'intervalle, les pouvoirs émissifs sont très petits.

Comme on l'a déjà rappelé au début, les expériences de M. Saint-John sur la question de savoir si le bec Auer a un

rayonnement purement thermique ou non, ont résolu la question dans le premier sens. La forme singulière de la courbe *d* résulte donc exclusivement de l'allure particulière du pouvoir absorbant. Le pouvoir émissif du manchon Auer peut, en tous les points du domaine spectral étudié, être déterminé numériquement avec l'aide de la courbe *d* (ou de la colonne 5 du tableau I), à condition de connaître les grandeurs suivantes :

1° La température du manchon incandescent ;

2° Le rapport de l'émission totale du manchon Auer à celle d'un corps parfaitement noir de même température, de même forme et de même structure.

IV. — MESURE DE LA TEMPÉRATURE D'INCANDESCENCE DU MANCHON AUER.

La mesure de la température d'incandescence du manchon Auer se heurte, à vrai dire, à des difficultés sérieuses. La position du premier maximum d'énergie ne peut malheureusement en aucune façon être utilisée, à cause de la rapide diminution du pouvoir émissif avec la longueur d'onde. Pour cette raison, les mesures de MM. Lummer et Pringsheim [1], qui sont fondées sur la position de ce premier maximum, fournissent des températures beaucoup trop élevées. C'est ce qu'a déjà indiqué M. Guillaume dans l'exposé cité plus haut. Au contraire, les expériences connues de MM. Le Châtelier et Boudouard paraissent beaucoup plus propres à répondre à cette difficile question. Il faut donc que je m'étende plus longuement sur ces importantes expériences. Un couple thermoélectrique Le Châtelier est recouvert d'une couche mince de la substance d'un manchon Auer, et chauffé ensuite assez fort pour que son éclat paraisse égal à celui des parties les plus chaudes d'un manchon amené à l'incandescence à la manière normale au moyen d'une flamme Bunsen. L'égalité d'éclat a lieu à des températures différentes pour les différentes couleurs; mais ces différences paraissent devoir s'expliquer par des inégalités dans l'épaisseur et la structure des couches rayonnantes. Comme température la plus vraisemblable de la région la plus chaude du manchon, MM. Le Châtelier et Boudouard obtiennent 1.630. Il faut cependant tenir compte de ce

(1) *Verhandl. des Deutschen Physik. Mellschaff*, 3, p. 36; 1901.

que les données thermométriques d'alors dans cette région de l'échelle étaient assurément trop élevées. Le point de fusion du platine, que l'on admettait à ce moment comme égal à 1.780° C., est, d'après les mesures les plus récentes, compris entre 1.720 et 1.740°. On sera donc amené à admettre que, d'après les mesures décrites, la température du manchon Auer en sa région la plus chaude n'est pas beaucoup plus élevée que 1.600° C. Au moyen de leur pyromètre optique, MM. Holborn et Kurlbaum ont également entrepris des mesures de la température dite « noire » du brûleur Auer. Ce pyromètre optique se compose d'une lunette, qui, au lieu du réticule, porte dans l'oculaire une petite lampe à incandescence dont le courant peut être changé au moyen d'un rhéostat et mesuré avec un ampèremètre de précision. On vise avec la lunette pyrométrique l'objet dont on veut mesurer la température d'incandescence, et on règle le courant de la lampe de telle façon qu'elle possède un éclat égal à celui de l'objet examiné pour une couleur spectrale déterminée (1). Si l'on a préalablement étalonné l'instrument, avec l'aide d'un corps noir réglable, pour une série de températures, on peut de l'intensité actuellement observée du courant dans la lampe déduire par interpolation la température « noire » du corps étudié. On entend ici par température « noire » d'une source de rayonnement la température que devrait posséder un corps parfaitement noir pour rayonner exactement de la même intensité que la source étudiée à l'endroit considéré du spectre. Cette température « noire » est donc en général plus petite que la « vraie » et est une fonction de la longueur d'onde. Pour le corps noir seul, elle est constante et se confond pour toutes les longueurs d'onde avec la température vraie. Pour les régions les plus chaudes du manchon, MM. Holborn et Kurlbaum ont trouvé les températures noires : 1.420° C. dans le rouge, 1.510° dans le vert, 1.580° dans le bleu. J'ai répété ces expériences et les ai vérifiées complètement. Pour les manchons Degea, la température noire aux endroits les plus chauds oscillait, pour la longueur d'onde $\lambda = 0,470\ \mu$, en employant le verre de lampe, entre 1.560° et 1.590°. Mais la température moyenne de la moitié inférieure du manchon, qui a le plus grand éclat, est d'environ 30° inférieure. La différence de la tempé-

(1) M. Féry a, dans ses recherches sur le rayonnement de certains oxydes [*J. de Phys.*, (4), II, p. 97 ; 1903], appliqué avec avantage une méthode analogue.

rature « noire » dans le rouge et le bleu est très grande. Cette différence s'élève pour les divers échantillons de 160° à 220°. Il apparaît de nouveau ici le fait que le pouvoir émissif du manchon Auer est fortement sélectif. S'il était possible de déterminer approximativement le pouvoir émissif du manchon Auer en une région quelconque du spectre visible, on pourrait, avec l'aide de cette grandeur et de la température « noire » mesurée pour la même longueur d'onde, obtenir, par application de la loi de Wien, la température vraie du manchon Auer. MM. Le Châtelier et Boudouard ont été, par leurs expériences, conduits à la conclusion que le pouvoir émissif dans le bleu n'est vraisemblablement pas très différent de 1. Si cette hypothèse est exacte, la température « noire » du manchon Auer dans le bleu doit presque coïncider avec la température vraie, et sa température maximum serait donc à peu près 1.600°.

Pour éclaircir la question de la grandeur du pouvoir émissif que le manchon Auer possède dans le bleu, j'ai institué les expériences suivantes :

Cinq brûleurs Auer ont été montés de la manière indiquée sur la figure 2. Le brûleur central *a* était muni de son verre, et son éclat pour les lumières bleue et rouge fut déterminé avec l'aide d'un pyromètre optique P servant de photomètre. Des mesures de ce genre furent faites :

En premier lieu, quand *b*, *c*, *d* et *e* brûlaient, *a* étant éteint. Dans ce cas, *a* n'est pas lumineux par lui-même, mais n'envoie que de la lumière provenant des autres brûleurs par réflexion ou transmission diffuse. Cette dernière est relativement faible.

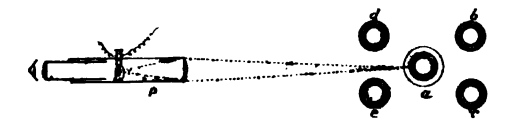


Fig. 2.

En second lieu, quand *a* seul brûle, les autres brûleurs étant éteints. Maintenant *a* n'émet que sa lumière propre.

En troisième lieu, quand tous les brûleurs fonctionnent simultanément. Alors à la lumière proche du brûleur *a* vient s'ajouter celle

qui est réfléchie et transmise d'une manière diffuse à partir des autres. Les résultats sont contenus dans le tableau II suivant.

TABLEAU II.

Expérience n°	En fonctionnement	Sont éteints	Éclat du manchon	
			Bleu $\lambda = 0,460 \mu$	Rouge $\lambda = 0,650 \mu$
1	*b*, *c*, *d*, *e*	*a*	$0,27p$	$0,23q$
2	*a*	*b*, *c*, *d*, *e*	p	q
3	*a*, *b*, *c*, *d*, *e*	—	$1,08p$	$1,23q$

La clarté du fragment de manchon considéré est représentée dans le cas de la seconde expérience, où le brûleur *a* fonctionne seul, par p dans le bleu et par q dans le rouge. Comme on voit, la lumière provenant des quatre brûleurs extérieurs (*b*, *c*, *d*, *e*) et diffusée par le manchon froid (*a*) se monte dans le bleu à 27 0/0, dans le rouge à 23 0/0 du rayonnement propre. Mais, si le manchon est chaud, la quantité de lumière diffuse réfléchie et transmise ne change pas notablement dans le rouge, mais elle diminue dans le bleu de 27 à 8 0/0. Il faut conclure de là que le manchon chaud ne possède plus dans le bleu qu'une petite fraction du pouvoir de réflexion diffuse qu'il a à froid et de sa transparence initiale, tandis que dans le rouge l'échauffement n'a rien modifié. Le manchon chaud est, par suite, presque noir pour la longueur d'onde $\lambda = 0,46 \mu$, et son pouvoir émissif pour cette longueur d'onde est probablement supérieur à $\frac{27 - 8}{27}$, c'est-à-dire supérieur à 0,7.

Bien plus probante encore est l'expérience suivante qui, contrairement à celle qui vient d'être décrite, ne se rapporte qu'à la lumière diffuse réfléchie par le manchon; celle-ci est d'ailleurs bien plus intense que la lumière transmise, dans le spectre visible [1].

Le rayonnement d'une lampe à arc de 30 ampères est débarrassé au moyen d'une cuve à eau de la plus grande partie de sa fraction infra-rouge et est concentré ensuite au moyen de plusieurs lentilles sur un manchon Auer, de sorte qu'il se forme sur sa surface une image extraordinairement brillante du cratère du charbon positif. On mesure de nouveau la clarté dans le rouge et dans le bleu avec l'aide du pyromètre optique.

---

[1] Cette expérience est montée de la même manière qu'une expérience par laquelle M. Féry a montré la forte absorption d'un manchon au cérium chaud par les rayons ultra-violets (cf. *loc. cit.*).

1° Le brûleur étant éteint; on obtient alors seulement la lumière de l'arc réfléchie d'une manière diffuse par le manchon *froid;*

2° Le brûleur étant allumé, tandis que le rayonnement de l'arc est intercepté. Dans ce cas, le manchon n'émet par suite que sa propre lumière ;

3° Le brûleur étant allumé et éclairé par l'arc. Maintenant la lumière diffuse réfléchie par le manchon *chaud* s'ajoute à la lumière propre du brûleur.

Les résultats des observations furent les suivants :

TABLEAU III.

Expérience n°	Nature de l'expérience	Éclat du manchon	
		Bleu $\lambda = 0{,}460\ \mu$	Rouge $\lambda = 0{,}650\ \mu$
1	Arc rayonne Bec Auer éteint	$10{,}7p$	$3{,}7q$
2	Arc intercepté Bec Auer brûle	p	q
3	Arc rayonne Bec Auer brûle	$5{,}1p$	$4{,}6q$

On a de nouveau représenté l'éclat de la lumière propre du manchon dans le bleu par p, dans le rouge par q. L'allumage du brûleur provoque donc dans le rouge une petite augmentation d'éclat du manchon éclairé par l'arc, tandis que dans le bleu la clarté tombe à moins de la moitié. Si l'on considère seulement la lumière *réfléchie* dans les expériences 1 et 3, on voit qu'elle est tombée dans le bleu de $10{,}7p$ à $4{,}1p$, dans le rouge de $3{,}7q$ à $3{,}6q$. Cette série d'expériences montre donc que le pouvoir de réflexion diffuse du manchon tombe, lors de son échauffement par le brûleur Bunsen, à une petite fraction de sa valeur initiale dans le bleu, alors que dans le rouge il n'est que peu modifié. Comme dans le domaine visible la transparence diffuse du manchon froid et chaud est très petite, et que par suite la lumière réfléchie l'emporte ici de beaucoup, il résulte de cette série une valeur pour le pouvoir émissif du manchon Auer chaud dans le bleu qui concorde bien avec le résultat de l'expérience précédente.

Enfin je suis parvenu au même résultat par une voie entièrement différente. Je me suis servi pour cela d'un procédé qui a été appliqué pour la première fois par M. F. Paschen [1].

---

(1) F. PASCHEN, *Wied. Ann.*, p. 719; 1897.

Si l'on introduit une source quelconque de rayonnement dans l'intérieur d'une enveloppe entièrement close et parfaitement réfléchissante, il s'établit d'après Kirchhoff, dans l'intérieur de l'enceinte, le rayonnement du corps absolument noir de même température que la source. Si l'on examine la source à travers une petite ouverture percée dans l'enveloppe réfléchissante, ouverture qui ne modifie pas l'état du système d'une manière appréciable, la source de rayonnement doit, d'après cela, rayonner comme un corps parfaitement noir. Son pouvoir émissif pour toutes les longueurs d'onde est donc devenu égal à 1.

Malheureusement ce cas idéal de l'enveloppe parfaitement réfléchissante ne peut être réalisé dans la pratique que très incomplètement. Je me suis servi d'une cloche de verre sphérique argentée intérieurement, qui pouvait être amenée par-dessus le verre de lampe du bec Auer étudié, et cela de telle sorte que la partie la plus chaude du manchon se trouvât au centre de la sphère. A travers une petite ouverture circulaire de 1 centimètre de diamètre, on visait une région du manchon avec la lunette pyrométrique, et on mesurait alternativement la température « noire » pour les rayons bleus et rouges. Ces opérations étaient faites aussi bien avec la cloche argentée que sans elle.

On pouvait prévoir d'avance que, la cloche argentée étant mise en place, le manchon ne rayonnerait pas comme un corps parfaitement noir, puisque les conditions prescrites par la théorie ne pouvaient pas être parfaitement réalisées en pratique. Ainsi les ouvertures supérieure, inférieure et latérale supprimaient environ 7 0/0 de la surface réfléchissante. D'autre part, il y avait dans l'intérieur de la cloche quelques objets non lumineux et absorbants, tels que le sommet du brûleur, le pied du brûleur et le tuyau d'arrivée du gaz ; enfin le pouvoir réflecteur de l'argenture n'était pas égal à 1, mais compris entre 0,912 et 0,936. Malgré cela l'effet noircissant de la cloche était très notable, comme on pouvait le reconnaître immédiatement, même à l'œil nu, par la forte augmentation du rayonnement rouge.

Les mesures au pyromètre optique donnèrent, en accord avec les expériences antérieures, une très petite augmentation de la température noire dans le bleu, une très importante augmentation dans le rouge. De toutes les séries d'expériences bien concordantes qui ont été faites avec divers manchons de la manière décrite ci-dessus, j'en

retiens une dans laquelle les lectures ont été faites par deux observateurs différents (K. et R.). La cloche fut plusieurs fois mise en place et enlevée, et toujours on obtint dans les mêmes conditions des résultats identiques.

Ces derniers sont réunis dans le tableau suivant :

TABLEAU IV.

Couleur	Sans cloche		Avec cloche	
	K.	R.	K.	R.
Bleu $\lambda = 0,470 \mu$	1.555°	1.558°	1.573°	1.578°
Rouge $\lambda = 0,650 \mu$	1.340°	1.343°	1.440°	1.437°

Ainsi, tandis que dans le bleu la cloche ne fait monter la température « noire » que de 19°, elle l'augmente dans le rouge de 98°. Ceci correspond à un accroissement de l'éclat photométrique de 19 0/0 dans le bleu, et dans le rouge 2,2 fois la valeur initiale.

Or, il n'est pas douteux que même la petite augmentation de l'intensité du rayonnement dans le bleu ne provienne que partiellement de l'effet noircissant de la cloche. Sûrement elle est provoquée en partie par une élévation de température du manchon, qui provient de ce que le corps incandescent entouré de la cloche reçoit de nouveau une fraction non négligeable de son émission totale. Il ne s'agit ici, naturellement, que du rayonnement qui est capable de traverser deux fois le cylindre de verre, et qui peut être évalué au 1/6 de l'émission totale du manchon.

L'effet de la cloche, qui, dans le rouge, double largement l'intensité, est donc, dans le bleu, très petit, si même il existe. Il faut tirer de là la conclusion que le manchon, même sans cloche, est déjà presque « noir » dans le bleu.

D'après cela, nous sommes autorisés à regarder la température « noire » mesurée dans le bleu avec le pyromètre optique comme très voisine de la vraie, et nous arrivons, en bonne concordance avec MM. Le Châtelier et Boudouard, à la conclusion que la température maximum du bec Auer habituelle dépasse à peine 1.600°. La température moyenne est naturellement notablement inférieure. Pour le morceau de manchon que j'ai étudié spectrothermométriquement, elle était, en moyenne, sans le verre de lampe, de 1.530° C., ou de 1.800° absolus environ, si je prends 0,8 comme valeur du

pouvoir émissif dans le bleu. Avec le verre, la température moyenne était de 20° environ plus élevée. Les séries d'expériences publiées ici sont cependant obtenues sans verre.

On peut ici se demander d'où il vient qu'un fil de platine fin arrive à fondre dans le manteau extérieur de la flamme Bunsen, prend, par conséquent, une température d'au moins 1.720°, tandis que le manchon Auer atteint à peine 1.600°. On peut répondre à cela qu'un petit fragment de manchon Auer, composé de quelques fils seulement, placé dans la région extérieure de la flamme, peut être amené facilement à une température de 1.700° à 1.800°. Mais, avec le brûleur Bunsen habituel, ceci n'est pas possible, parce que, par l'introduction du manchon, le processus d'oxydation dans l'enveloppe extérieure est gêné et la flamme est ainsi refroidie dans sa région la plus chaude. De même, la vitesse du courant gazeux dans la flamme, qui, d'après M. Féry, a une influence notable sur la température du manchon, est fortement diminuée par l'introduction d'un manchon complet. Certains becs Auer à flamme particulièrement riche en air, dans lesquels une grande partie de la quantité d'air nécessaire pour oxyder le gaz d'éclairage est amenée de l'intérieur, comme il arrive dans les lampes Lucas, fournissent effectivement, d'après mes expériences, des températures d'incandescence de 100° environ supérieures à celles des brûleurs Auer ordinaires.

V. — DÉTERMINATION DU POUVOIR ÉMISSIF DU MANCHON AUER.

Puisque nous connaissons la température du manchon et la valeur approximative de son pouvoir émissif dans le bleu, nous pourrions sans doute calculer le pouvoir émissif pour toutes les longueurs d'onde, avec l'aide de la courbe d'énergie *d*, et en utilisant la formule de M. Planck pour la distribution de l'énergie d'un corps noir. Mais cette méthode n'est pas recommandable, parce qu'alors il entre comme facteur dans le calcul la minime quantité d'énergie dans le bleu, dont l'observation est un peu inexacte. Il vaut beaucoup mieux déterminer le pouvoir émissif moyen pour la radiation totale, et baser le calcul du pouvoir émissif pour chaque longueur d'onde du spectre sur cette grandeur, c'est-à-dire sur le rapport de la radiation totale du manchon à celle d'un corps noir de la même température.

Le rapport de l'émission totale du bec Auer à celle d'un corps

noir de température donnée a été déterminé de la manière connue, en amenant successivement le bec étudié et un corps « noir » chauffé électriquement, du modèle décrit par MM. Lummer et Kurlbaum [1], derrière le même diaphragme refroidi par une circulation d'eau, et en liant à chaque fois la déviation fournie par une pile thermoélectrique placée en face du diaphragme. Ces expériences ont montré, en tenant compte de la loi de Stéfan, qu'un corps absolument noir à 1.800° absolus rayonne par unité de surface 26 fois autant que le bec Auer, 69 fois autant que le brûleur Bunsen et 42 fois autant que le manchon seul. Mais il faut, en outre, tenir compte de ce que le manchon n'est pas formé par une masse continue, mais par des fils isolés avec interstices étroits. Dans les manchons Degea, la trame du manchon était assez dense et la distance des fils peu supérieure à leur épaisseur. Amené sur le trajet des rayons d'une source de lumière quelconque, le manchon non lumineux absorbait, en formant ombre, environ 70 0/0 au milieu, la totalité sur les bords, en moyenne 78 0/0. La faible translucidité du manchon froid a été ici retranchée.

On est donc fondé à conclure qu'un centimètre carré du manchon étudié rayonne 0,78 fois autant qu'un tissu absolument continu de même température. Or, c'est à un tel tissu qu'il faut comparer le corps noir, si nous voulons arriver au véritable pouvoir émissif. Un corps noir à 1.800° rayonne donc $42 \times 0{,}18 = 33{,}2$ fois plus qu'un manchon Auer continu de même température. Si l'on veut tracer l'une au-dessus de l'autre les courbes d'émission (pour le corps noir à 1.800° abs. et pour le manchon continu), il faut donc s'arranger de manière que leurs surfaces soient dans le rapport de 33,2 à 1. Cette condition est remplie par la courbe *e* de la *fig.* 1. C'est une courbe d'énergie d'un corps absolument noir à 1.800° abs. d'après la formule de Planck. On peut donc, pour chaque longueur d'onde, prendre le pouvoir émissif égal au rapport des ordonnées, et on arrive ainsi aux valeurs rassemblées dans le tableau suivant :

(1) *Verhandl. d. Phys. Gesellschaft*, XVII, p. 106 ; 1898.

Tableau V.

λ	Corps noir à 1.800° absolus	Manchon Auer	Pouvoir émissif
0µ,45	4,4	3,8	0,86
0 ,5	16,1	11,5	0,72
0 ,55	45,0	22,0	0,49
0 ,6	100	24,0	0,24
0 ,7	390	25,8	0,062
1 ,0	1830	34,3	0,0187
1 ,2	2930	34,3	0,0116
1 ,5	3740	34,0	0,0091
2 ,0	3500	25,5	0,0073
3 ,0	1910	17,0	0,0088
4 ,0	962	7,6	0,0079
5 ,0	511	7,0	0,0137
6 ,0	292	7,9	0,027
7 ,0	178	15,0	0,084
8 ,0	113	23,9	0,21
9 ,0	75,6	29,9	0,39
10 ,0	52,3	27,4	0,52
12 ,0	27,3	19,1	0,70
15 ,0	12,0	8,9	0,79
18 ,0	6,2	5,0	0,81

Le contenu du tableau V est représenté graphiquement par la courbe f (*fig.* 1), qui donne le pouvoir émissif du manchon Auer comme fonction de la longueur d'onde.

Il ne faudrait assurément pas demander une trop grande exactitude aux pouvoirs émissifs ci-dessus. Déjà la manière dont la courbe d'émission du manchon a été déduite de la distribution de l'énergie pour le brûleur Auer et la flamme Bunsen est entachée d'incertitude notable. De plus, une petite erreur dans la mesure de la température a une influence très grande sur les pouvoirs émissifs calculés dans le domaine visible, tandis qu'elle entre à peine en ligne de compte dans le spectre des grandes longueurs d'onde. Vouloir ici atteindre une grande précision n'aurait même aucun sens, puisque le pouvoir émissif de chaque manchon varie beaucoup avec sa teneur en cérium.

Il est digne de remarque que les pouvoirs émissifs calculés sont dans toute l'étendue du spectre inférieur à 1, ce qui constitue une espèce de vérification de l'exactitude de notre mesure de température. Les pouvoirs émissifs diminuent fortement du bleu au rouge. Ceci est en accord avec les expériences de MM. Le Châtelier et Bou-

douard, et aussi avec celles de MM. Nernst et Bose. Pour le domaine spectral étendu compris entre 1 μ et 5 μ, dans lequel le rayonnement de la plupart de nos sources lumineuses est le plus fort, les pouvoirs émissifs du manchon Auer sont plus petits que 1/50, entre 2 μ et 4 μ, ils sont même plus petits que 1/100. Ce n'est que dans le domaine des grandes longueurs d'onde, où le rayonnement n'est plus qu'une fraction très petite de l'émission totale, que les pouvoirs émissifs recommencent à croître et atteignent finalement des valeurs voisines de 1 (0,81 pour $\lambda = 18$ μ).

De là l'explication du fait que le bec Auer a donné de si bons résultats comme source de rayons dans les expériences sur le rayonnement calorifique de grande longueur d'onde. Non seulement il émet une grande quantité de ces rayons, par suite de sa température élevée, de sa grande surface et de son pouvoir émissif très notable dans cette région spectrale, mais il offre encore l'avantage que les rayons calorifiques de petite longueur d'onde, qui dans les autres sources lumineuses à température élevée ont une intensité prépondérante et produisent des perturbations très gênantes, font presque entièrement défaut dans le bec Auer; surtout pour former les rayons restants, cette propriété est d'une grande utilité. Comme je l'ai déjà indiqué précédemment, on obtient déjà, après une triple réflexion des rayons émis par le bec Auer sur des surfaces de fluorine, des rayons restants très purs et d'une intensité égale à 1,7 0/0 environ de celle du rayonnement total. Un corps parfaitement noir à 1.800° abs. fournirait dans les mêmes conditions moins de 1 millième de rayons restants.

En ce qui concerne l'émission lumineuse du manchon Auer, le pouvoir émissif extrêmement faible dans le domaine spectral compris entre $\lambda = 1$ μ et $\lambda = 5$ μ joue également un rôle prépondérant. C'est par là seulement que le manchon Auer atteint la haute température si favorable à l'émission de lumière. Cette conception, fondée sur des expériences d'optique par MM. Le Châtelier et Boudouard, examinée et développée par MM. Nernst et Bose, Guillaume et Féry, a donc reçu une confirmation complète.

VI. — L'EFFET DU CÉRIUM DANS LE MANCHON AUER.

Il reste encore une question à élucider : de quelle manière se produit dans le bec Auer une distribution spectrale du pouvoir émissif

si singulière et si favorable pour l'éclairage? quel rôle jouent les deux constituants du manchon? Sur ce point les expériences de Langley mentionnées au début fournissent déjà de précieuses indications. Elles ont montré en effet qu'un brûleur à incandescence par le pétrole muni d'un manchon à oxyde de thorium pur fournit un spectre d'émission qui, dans l'ensemble, est très analogue à celui du brûleur Auer normal, et ne se distingue de celui-ci nettement que dans le domaine visible. J'ai répété cette expérience pour des brûleurs à incandescence par le gaz et étendu ces mesures jusqu'à la longueur d'onde 18 μ.

La courbe *a* (*fig.* 2) (en trait continu) et la courbe *g* (pointillée) représentent les spectres d'émission du brûleur à incandescence par le gaz muni de son manchon Auer normal et d'un manchon à oxyde de thorium pur. Les différences entre les deux courbes ne sont en général pas beaucoup plus grandes que celles offertes par divers échantillons de la même espèce de manchons. Ce n'est que dans le domaine spectral compris entre $\lambda = 0{,}45\ \mu$ et $1{,}5\ \mu$ qu'elles diffèrent très notablement. Dans l'émission du manchon à oxyde de thorium pur, le spectre visible manque presque entièrement et l'infra-rouge à courte longueur d'onde est très faible. En tous les points des 3,5 octaves allant de 0,45 μ à 5 μ, le pouvoir émissif a des valeurs très faibles. Dans le domaine des grandes longueurs d'onde seul, on rencontre, comme pour le manchon Auer, de grands pouvoirs émissifs.

Un tout autre aspect est offert par le spectre d'émission du brûleur avec manchon à oxyde de cérium pur (courbe *h*). Ici comme pour le manchon à oxyde de fer, par suite du grand rayonnement calorifique, la température est bien plus basse que pour le manchon Auer normal. A la température ordinaire, le manchon au cérium paraît jaune pâle à la lumière du jour; mais, si on l'échauffe de quelques centaines de degré par un courant d'air chaud, il commence par devenir vert sale, et, si la température continue à croître, brun foncé; alors seulement il commence à devenir lumineux. Ce noircissement de l'oxyde de cérium aux températures assez élevées a été d'abord montré par M. Féry par une expérience photographique. Du reste, le manchon Auer normal manifeste des propriétés analogues à celles du manchon au cérium, quoique à un faible degré. Seul le manchon d'oxyde de thorium pur conserve, même aux températures élevées, sa couleur blanche. Mesurée au pyromètre optique, la

température « noire » moyenne du morceau de manchon au cérium

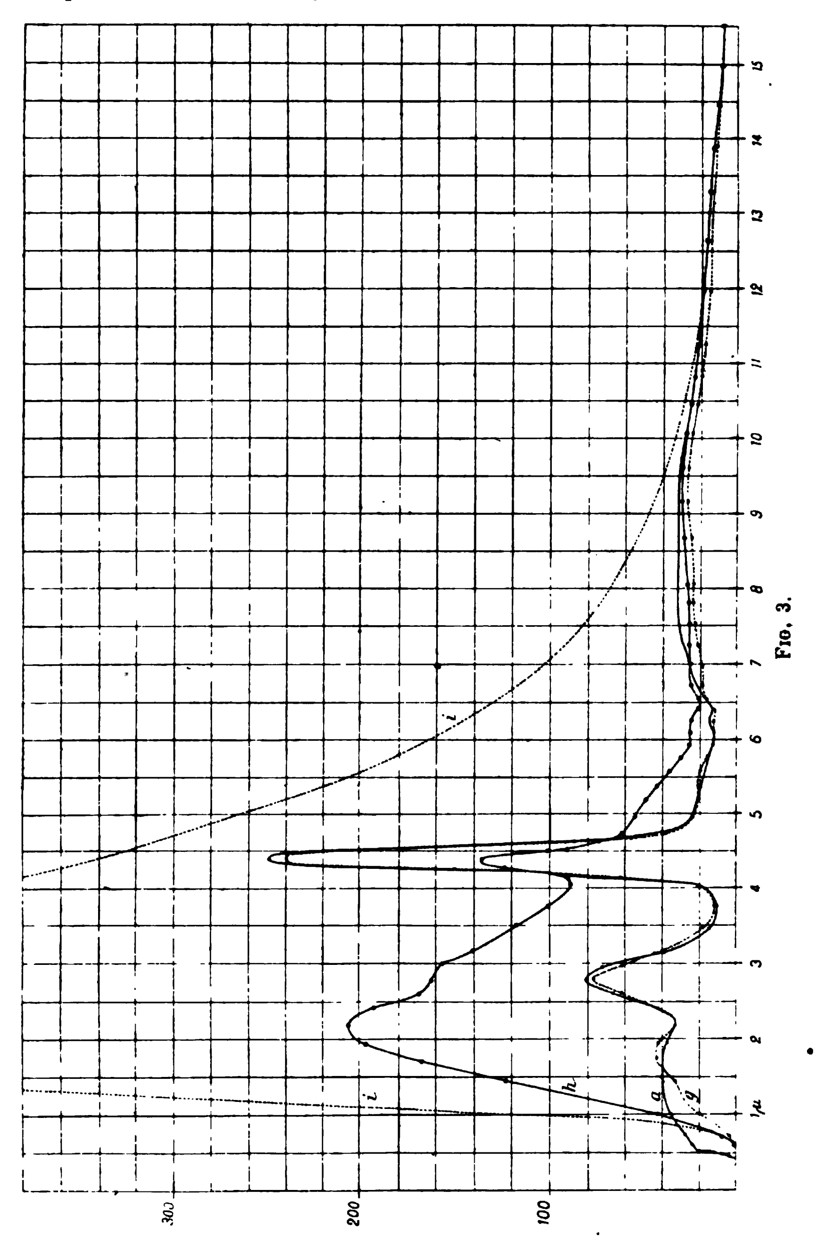


Fig. 3.

étudié spectrothermométriquement a été trouvée égale à 1.077° C.

Comme cette température « noire » ne changeait pas en mettant en place la cloche argentée [1], nous pouvons la regarder en même temps comme étant la température vraie. La température absolue correspondante est 1.350°. Si, après avoir, par une interpolation graphique, tenu compte des maxima d'émission de la flamme, de la même manière que dans le cas du manchon Auer, on calcule le pouvoir émissif du manchon à l'oxyde de cérium, on arrive aux nombres rassemblés dans le tableau VI. La courbe *i* est la courbe d'énergie utilisée ici du corps noir à 1.350° absolus. La surface est à celle de la courbe *h* dans le même rapport que les rayonnements totaux des deux sources, en admettant une même distribution de la masse rayonnante (cf. p. 100).

TABLEAU VI.

λ	Corps noir à 1.350° absolus	Manchon à l'oxyde de cérium	Pouvoir émissif
0,7μ	6,7	6,2	0,93
1,0	121	42,7	0,35
1,5	604	111	0,18
2,0	889	200	0,22
2,5	889	182	0,21
3,0	736	140	0,18
4,0	452	90	0,20
5,0	269	54	0,20
6,0	165	25,7	0,16
8,0	69,3	29	0,42
10,0	33,5	28	0,84
12,0	18,2	18	0,99
15,0	8,2	8,2	1,00
18,0	4,22	3,7	0,88

On voit que le pouvoir émissif du manchon à l'oxyde de cérium est notable en tous les points du spectre, mais ne possède cependant des valeurs voisines de 1 que dans la région visible et dans l'infra-rouge à partir de $\lambda = 10\ \mu$. Naturellement, ce pouvoir absorbant de cette substance pour les ondes très courtes et très longues est beaucoup plus élevé que dans le domaine intermédiaire compris entre $\lambda = 1\ \mu$ et $\lambda = 8\ \mu$. Ce résultat constitue un complément

(1) A vrai dire, on a trouvé en mettant la cloche une petite augmentation de la température « noire » du manchon au cérium, de 15° C. environ; mais celle-ci provenait probablement de ce que le manchon devenait non pas plus noir, mais plus chaud.

nécessaire aux faits sur lesquels MM. Guillaume et Féry ont fondé leur hypothèse sur le rôle du cérium dans le bec Auer.

D'après les résultats décrits, il devient évident qu'il suffit d'ajouter un peu de Ce^2O^3 à l'oxyde ThO^2 pour provoquer le pouvoir émissif élevé que l'on recherche dans le domaine visible, sans que par là le pouvoir émissif dans l'infra-rouge entre 1 et 8 μ soit notablement influencé. De plus, il devient évident qu'une proportion plus forte d'oxyde de cérium devra produire un effet nuisible, car alors l'influence de cette matière colorante devient également sensible pour les ondes plus longues et produit une augmentation du pouvoir émissif. Mais, par là, comme on l'a vu, le rayonnement calorifique infra-rouge se trouve accru et la température d'incandescence diminuée. En pratique, on sait que la proportion d'oxyde de cérium qui s'est montrée la plus favorable est à peu près à 1 0/0.

L'oxyde de cérium joue donc dans le bec Auer un rôle analogue à un sensibilisateur dans une plaque photographique, en ce sens qu'il produit dans la région du spectre que l'on désire une bande d'absorption, sans influencer les autres parties du spectre. Assurément il ne réalise cette condition qu'imparfaitement. Si l'on réussissait à employer comme colorant une autre substance qui noircisse parfaitement le manchon à oxyde de thorium dans tout le spectre visible, et cela sans augmenter notablement le rayonnement infra-rouge, on pourrait tripler environ la puissance lumineuse du brûleur.

SUR LA RÉSONANCE DES SYSTÈMES D'ANTENNES;

Par M. C. TISSOT.

La transmission des ondes électriques à distance a reçu une application importante dans la télégraphie sans fil. On en connaît le principe :

Un conducteur isolé, généralement vertical, l'*antenne*, est relié à un excitateur hertzien, et émet des ondes électriques. Ces ondes sont reçues (à des distances maintenant considérables) par une *antenne réceptrice* analogue à l'antenne d'émission, et y font naître des courants oscillatoires dont la présence est révélée par un détecteur approprié (le cohéreur, par exemple). Au point de vue du fonctionnement général, on doit considérer le système transmetteur,

dont la partie principale est l'antenne d'émission, comme un *oscillateur;* le système récepteur, dont la partie principale est l'antenne de réception, comme un *résonateur.*

L'antenne d'émission peut d'ailleurs être excitée, soit *directement* en la reliant à l'une des boules d'un éclateur dont l'autre boule est à la terre, soit *indirectement* par induction électromagnétique à l'aide d'un circuit de décharge indépendant.

Le présent travail a pour objet l'étude des conditions de résonance de pareils systèmes.

Il se trouve justifié par le fait que les recherches expérimentales dont la télégraphie sans fil a été l'objet ont été généralement conduites avec le souci d'obtenir la solution de questions pratiques immédiates et ont presque toujours été effectuées avec des dispositifs incapables de fournir des mesures de quelque précision (tel est, par exemple, le cas de l'interprétation d'expériences de réception à distance sur cohéreurs).

C'est cette lacune que nous avons essayé de combler en partie. L'emploi du *bolomètre* comme détecteur nous a permis d'opérer des mesures précises à la distance de plusieurs kilomètres du poste d'émission (40 kilomètres dans certains cas) et d'étudier les conditions générales de résonance.

Les dispositifs que nous avons utilisés ont été déjà décrits dans le *Journal* (¹). Je rappellerai seulement qu'en employant des fils à la Wollaston (de 10 μ de diamètre) dans des enceintes à vide, et en faisant usage sur le pont d'un galvanomètre sensible, il a été possible de réaliser des appareils capables de donner une déviation d'une dizaine de divisions pour un courant de 100 microampères efficaces.

Un *oscillateur* ou un *résonateur* se trouvent définis en principe quand on connaît la valeur de la *période* et de l'*amortissement.*

Nous avons déterminé les constantes de nos oscillateurs et de nos résonateurs en mettant à profit les résultats obtenus dans l'étude de la résonance, qui a fourni des méthodes susceptibles de se prêter à un contrôle mutuel.

Enfin, nous avons pu obtenir l'évaluation numérique des quantités d'énergie émises et reçues dans des conditions bien définies et recueillir des données précises sur l'influence des différents facteurs qui en entraînent la variation.

(¹) Voir 4ᵉ série, t. III, p. 351, 751; 1904.

Sans insister ici sur l'historique de la question, je rappellerai seulement les points suivants. A l'époque où les présentes recherches ont été entreprises, on pouvait considérer comme connu dans ses grandes lignes le régime général de l'antenne d'émission, et admettre l'existence d'une onde stationnaire dans cette antenne. Mais aucune expérience de mesure un peu précise n'avait été faite sur l'antenne de réception (1).

Pour les périodes mêmes, on n'avait guère donné de valeurs plus précises que les valeurs assez grossières que nous avions obtenues (par photographie des étincelles dissociées) et signalées dans divers recueils (2). Si les divers observateurs étaient en général d'accord pour attribuer à la longueur d'onde fondamentale une valeur *voisine* de 4 fois la longueur de l'antenne, leurs opinions se trouvaient en complète divergence, non seulement au sujet des valeurs numériques exactes qu'il convient d'adopter dans les différents cas, mais même en ce qui concerne le sens de l'*écart* entre le $\frac{1}{4}$ d'onde et la longueur du système (3).

Enfin, aucune donnée numérique expérimentale n'avait été fournie sur l'amortissement des antennes non plus que sur les valeurs de l'énergie mise en jeu dans les transmissions par ondes hertziennes à distance. M. Duddell a fait connaître depuis l'exécution de nos expériences un appareil fort ingénieux (4), adaptation du radiomicromètre de Boys, avec lequel il a poursuivi des recherches parallèles aux nôtres.

Les résultats des expériences de M. Duddell, sur lesquels nous reviendrons, n'avaient pas été publiés au moment de l'impression de notre travail. Nous avons pu constater depuis qu'ils sont tout à fait conformes à ceux que nous avons obtenus.

I. *Accord des antennes.* — Ce qui importe avant tout en pratique dans une transmission est que l'antenne réceptrice recueille, toutes choses égales, la quantité d'énergie la plus grande possible.

Le bolomètre, comme tout appareil thermique, est un wattmètre

(1) La considération de l'onde stationnaire dans l'antenne, qui a servi de point de départ aux premières recherches de M. Slaby, paraît avoir été inspirée par les travaux de M. Turpain.

(2) Notamment, *Comptes Rendus de l'Ac. des Sc.*, mars 1901.

(3) Voir, par exemple, Slaby, Ferrié, Macdonald, Pollock, Lagergreen.

(4) Duddell, *Mesure des petits courants alternatifs de haute fréquence* (*J. de Phys.*, 4e série, t. IV, p. 5; 1905).

et peut fournir, après étalonnage préalable, la mesure de l'énergie reçue par une antenne réceptrice quand on l'intercale dans cette antenne.

L'expérience montre que, pour une émission donnée et une configuration donnée de l'antenne de réception, l'échange d'énergie entre les systèmes passe par un maximum pour une certaine dimension de l'antenne réceptrice.

On peut dire qu'il y a « accord » entre les systèmes d'antennes, quand ce résultat est obtenu, et définir la « résonance » par cette condition.

Les exemples suivants précisent l'application du principe :

1° Le bolomètre est intercalé dans une antenne réceptrice dont on fait varier progressivement la longueur. Les émissions sont produites par système direct à l'aide d'une antenne fixe.

Ou : le bolomètre est intercalé dans une antenne réceptrice fixe. Les émissions sont produites par système direct, et l'on fait varier progressivement la longueur de l'antenne d'émission.

On trouve que les indications de l'instrument passent par un maximum pour une valeur convenable de la longueur de l'antenne variable.

Voici, par exemple, une expérience qui se rapporte au cas d'émissions directes par antenne simple de 42 mètres (*Jauréguiberry*), reçues sur antenne simple de longueur variable.

Longueurs de l'antenne variable de réception	Déviations du bolomètre
32 mètres	10
37 —	38
40 —	71
42 —	85
44 —	75
47 —	40
52 —	20

Il y a un maximum pour une valeur de la longueur de l'antenne réceptrice égale à celle de l'antenne d'émission. Et l'on doit noter que, tandis que l'antenne de réception est *verticale*, l'antenne d'émission présente une *inclinaison notable*.

L'expérience suivante se rapporte au cas d'émissions par antenne *variable* et de réceptions sur antenne *fixe*.

Antenne d'émission comprenant une portion à quatre branches

parallèles de 30 mètres de longueur et une portion simple *variable* (*Jeanne-d'Arc*).

Antenne réceptrice *fixe* comprenant une portion à quatre branches parallèles (même écartement que dans l'antenne d'émission) de 30 mètres de longueur et une portion simple de 10 mètres.

Longueurs de l'antenne d'émission	Déviations du bolomètre
52 mètres	15,5
54 —	26,5
56 —	43,5
58 —	72,5
60 —	**93**
62 —	65
64 —	56
66 —	52

Il y a encore un maximum très net pour une longueur de l'antenne d'émission égale à celle de l'antenne réceptrice. L'antenne d'émission était inclinée à 45° et l'antenne de réception verticale.

Le fait est général: *quand les antennes ont la même forme, la résonance a toujours lieu pour l'égalité des longueurs, quelles que soient les courbures générales ou les inclinaisons des antennes.*

Quand les antennes n'ont pas la même forme, la résonance a lieu en général pour des valeurs inégales des longueurs.

On trouve, par exemple, qu'il faut attribuer une longueur de 71 mètres à une antenne filiforme simple de $0^{cm},3$ de diamètre pour qu'elle soit en résonance avec l'antenne multiple dont il a été question ci-dessus, et qui a 60 mètres de longueur totale.

Mais, *pour un système de configuration donnée, la résonance est toujours indépendante de la courbure et de l'inclinaison générales.*

2° Au lieu de faire porter les modifications sur les longueurs des antennes, on peut obtenir la résonance en agissant sur la configuration des systèmes.

On attaque par une antenne verticale à quatre branches parallèles de 40 mètres de longueur une antenne réceptrice de même longueur dont on fait varier le nombre des branches.

Les indications du bolomètre intercalé dans l'antenne réceptrice vont en croissant quand on augmente le nombre des branches de l'antenne réceptrice de une à quatre, puis diminuent quand le nombre des branches devient supérieur à quatre.

De même, en prenant une antenne simple comme antenne d'émis-

sion, on trouve que le maximum des indications du bolomètre correspond à l'emploi d'une antenne simple de même longueur comme antenne réceptrice, et que les déviations diminuent toujours quand on augmente le nombre des branches.

3° On peut aussi mettre les systèmes en résonance par excitation indirecte.

Pour réaliser les conditions de résonance, on peut, par exemple, laisser les antennes fixes et faire varier les constantes (capacité et self-induction) du circuit auxiliaire de décharge jusqu'à ce qu'on obtienne un maximum d'indications au bolomètre de l'antenne réceptrice.

Supposons, pour préciser, que l'on agisse uniquement par variation de la capacité du circuit d'excitation. On obtient toujours un maximum pour une valeur convenable de la capacité pour des antennes d'émission et de réception quelconques.

Mais l'effet le plus grand correspond au cas où les antennes mêmes sont identiques ou se trouvent préalablement accordées l'une sur l'autre.

La résonance est plus accentuée avec les systèmes d'émissions indirects qu'avec le système direct.

On obtient, par exemple, avec deux antennes identiques, à quatre branches parallèles de 40 mètres de longueur, et excitant l'antenne d'émission par un circuit de décharge indépendant selon le schéma indiqué (*fig.* 1), le résultat suivant :

Capacités variables	Déviations
1	16
2	26
3	**185**
4	69,5
5	30
6	20

Cette mise en résonance très nette fournit un moyen de déterminer la période des systèmes en photographiant l'étincelle de l'excitation quand l'accord se trouve réalisé.

On peut obtenir le même accord pour différentes valeurs respectives de la capacité et de la self du circuit d'excitation.

L'énergie mise en jeu à la réception va en général en croissant quand on diminue la self du circuit de décharge et que l'on augmente en proportion la capacité.

4° Enfin, un autre procédé de mise en résonance des systèmes consiste à laisser les antennes fixes, à attaquer l'antenne d'émission directement ou indirectement, et à intercaler le détecteur dans un circuit indirect excité par l'antenne réceptrice.

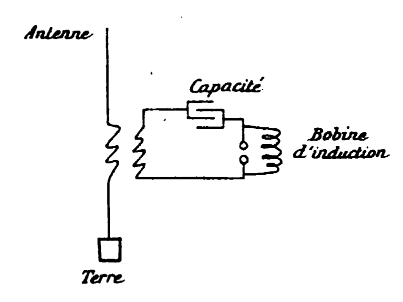


Fig. 1.

On trouve encore, d'une manière générale, que l'on peut obtenir un maximum d'indications pour des antennes d'émission et de réception quelconques, mais que l'effet le plus grand correspond au cas où les antennes mêmes sont préalablement accordées.

L'effet maximum obtenu sur le bolomètre a lieu d'ailleurs quand l'instrument est directement intercalé dans l'antenne réceptrice. Mais, pour obtenir la résonance la plus nette, il convient d'intercaler l'instrument, non pas dans l'antenne, mais dans un circuit *associé* à un résonateur fermé accordé sur l'antenne réceptrice et excité par elle.

La résonance devient particulièrement marquée quand on fait usage à la fois de ce dispositif indirect de réception et d'émissions indirectes.

Tel est le cas de l'expérience suivante exécutée avec deux antennes multiples accordées. L'antenne de réception agissait par induction sur un résonateur carré de 70 centimètres de côté, et le bolomètre était disposé dans un circuit auxiliaire.

On faisait varier la capacité du résonateur.

Capacités	Déviations
6	1
8	2
10	18
12	**120**
14	34
16	13
18	6

Un détecteur thermique, comme le bolomètre, permettrait donc d'avoir une solution très approchée du problème de la *syntonie*.

II. *Périodes des antennes.* — Afin d'obtenir la valeur des périodes, nous nous étions d'abord servi de la méthode qui consiste à photographier l'étincelle de décharge dissociée par un miroir animé d'un mouvement rapide de rotation (500 tours par seconde).

Ce procédé, qui est dû à Feddersen, a été utilisé et perfectionné, depuis, par divers expérimentateurs.

Il nous a permis tout d'abord de mettre en évidence le caractère oscillatoire du phénomène d'émission et d'obtenir l'*ordre de grandeur* des périodes réalisées.

L'examen des épreuves montre que l'amortissement des émissions en système direct a une valeur élevée et notablement plus grande qu'en système indirect.

La valeur élevée de l'amortissement rend les déterminations très incertaines, à cause du nombre restreint des images fixées. On peut obtenir plus de précision en photographiant les émissions d'un excitateur fermé peu amorti, accordé à l'aide d'observations au bolomètre, sur un système d'antennes mises en résonance préalable.

Mais la meilleure méthode consiste à exciter un résonateur fermé, de *constantes* connues, par le système étudié, et à faire varier les constantes de ce résonateur de manière à le mettre en résonance avec ce système.

Le résonateur se compose (*fig.* 2) d'un cadre rectangulaire ou circulaire de dimensions exactement connues, comprenant un seul tour de fil, et d'une capacité variable constituée par des condensateurs à *lames d'air*. La self-induction du cadre s'obtient par le calcul (comme dans les expériences classiques de M. Blondlot). Quant à la capacité, on la mesure aisément en valeur absolue, en fonction d'une résistance et d'un temps, par le dispositif du commutateur tournant.

Pour les mesures à l'émission, on excite le résonateur par l'antenne d'émission, et l'on intercale dans le résonateur un ampèremètre thermique convenable.

Pour les mesures à la réception, on excite le résonateur par l'antenne réceptrice et l'on remplace le thermique par le bolomètre.

La mesure s'opère dans tous les cas en faisant varier la valeur de la capacité intercalée dans le résonateur et en observant le maximum par lequel passent les indications de l'instrument de mesure.

Les mesures à l'émission fournissent la période des ondes émises,

égale en système direct, ou en système indirect accordé, à la période propre de l'antenne d'émission.

Les mesures à la réception fournissent la période des oscillations dans l'antenne réceptrice.

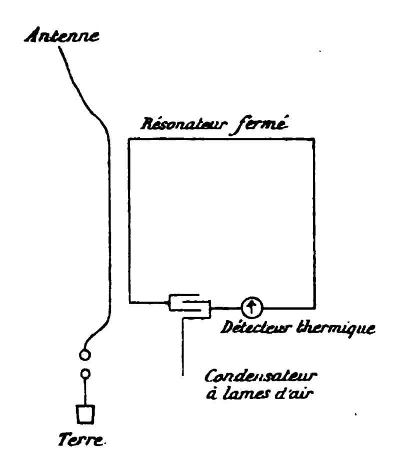


Fig. 2.

D'ailleurs, en prenant l'antenne réceptrice comme antenne d'émission, on peut obtenir la période propre de cette antenne.

Le procédé est donc tout à fait général.

La relation classique $T = 2\pi \sqrt{LC}$, applicable en toute rigueur au résonateur fermé employé, donne les valeurs numériques des périodes (ou des longueurs d'onde) :

La comparaison des longueurs d'antennes aux longueurs d'onde obtenues (à l'émission) conduit aux conclusions suivantes :

1° *La longueur d'onde fondamentale d'une antenne filiforme simple est toujours légèrement supérieure à quatre fois la longueur de l'antenne ;*

2° *Le rapport* $\frac{\lambda_1}{4l}$, *qui est* > 1, *va en diminuant quand la longueur de l'antenne augmente et tend vers l'unité ;*

3° *Pour une antenne de longueur donnée, le rapport* $\frac{\lambda_1}{4l}$ *tend vers l'unité quand le diamètre du fil diminue ;*

4° *Pour les antennes filiformes à branches multiples, le rapport* $\frac{\lambda_1}{4l}$ *est notablement supérieur à* 1.

Il croît avec le nombre des branches et l'écartement de ces branches.

Outre l'oscillation fondamentale, les antennes présentent une série d'oscillations supérieures que le procédé du résonateur accordé met en évidence avec la plus grande facilité (en remplaçant le thermique par un bolomètre).

Ces oscillations supérieures, qui sont toutes d'ordre impair, ne sont harmoniques que dans les antennes filiformes simples et en général dans les systèmes homogènes.

Ces résultats sont conformes à ceux qui ont été obtenus par M. Lamotte dans les systèmesqu'il a étudiés [1].

En déplaçant un bolomètre le long d'une antenne *réceptrice*, et relevant la valeur du courant dans l'antenne aux différents points, on obtient une courbe qui fait ressortir nettement l'existence d'une onde stationnaire dans l'antenne, avec un ventre d'intensité à la base et un nœud au sommet.

La courbe, qui a une allure harmonique, n'est pas une sinusoïde, mais peut être représentée très exactement par une fonction de la forme:

$$i = A \cos \frac{\pi x}{2l} + B \cos \frac{3\pi x}{2l},$$

en attribuant aux coefficients A et B les valeurs :

$$A = 6{,}8, \qquad B = 1{,}1,$$

et en prenant pour l la longueur de l'antenne.

Bien que l'expérience ne soit pas assez précise pour que l'on puisse considérer comme exactes les valeurs des coefficients A et B, elle met en évidence la première harmonique.

Si l'on compare les périodes mesurées dans l'antenne d'émission et dans l'antenne réceptrice, on trouve que :

1° *Lorsque deux systèmes* A *et* B *sont en résonance, le résultat obtenu pour la valeur de la période est le même, soit que l'on opère la mesure sur l'émission en* A *ou en* B, *soit que l'on opère la mesure sur la réception en* B *ou en* A;

2° *Lorsque deux systèmes* A *et* B *se trouvent en résonance (accordés au bolomètre) avec un troisième* C, *ils ont la même période fondamentale.*

---

(1) Lamotte, thèse : *Sur les oscillations électriques d'ordre supérieur*, Paris, 1901.

Il suit de là que, pour mettre *pratiquement* deux systèmes en résonance, c'est-à-dire pour que l'échange d'énergie passe par un maximum, il suffit de les amener indépendamment l'un de l'autre à la même période fondamentale par des mesures au résonateur à l'émission.

La résonance que l'on obtient ainsi n'est en général qu'une pseudo-résonance.

Pour que la résonance parfaite ait lieu, il faut en effet :

1° Que les systèmes aient non seulement la même période fondamentale, mais aussi les mêmes oscillations supérieures ;

2° Que les amortissements de toutes les oscillations (fondamentales et supérieures) aient respectivement les mêmes valeurs.

Ces conditions ne se trouvent *en général* réalisées simultanément que lorsque les systèmes sont parfaitement identiques.

Les mesures précédentes se rapportent à des systèmes d'antennes préalablement accordées. On peut les étendre à des antennes non accordées. On trouve alors que : *La période fondamentale des oscillations dans l'antenne réceptrice est sensiblement égale à la moyenne arithmétique des périodes propres de l'antenne d'émission et de l'antenne de réception.*

III. *Amortissements.* — En assimilant (dans le système direct) l'antenne d'émission à un *excitateur*, et l'antenne de réception à un *résonateur*, on est conduit à la recherche des solutions de l'équation connue :

$$\frac{d^2\varphi}{dt^2} + 2\beta \frac{d\varphi}{dt} + (b^2 + \beta^2)\,\varphi = \mathrm{F}(t),$$

avec $\mathrm{F}(t) = \mathrm{A}e^{-\alpha t}\cos at + \mathrm{B}e^{-\alpha t}\sin at$.

L'intégrale générale est de la forme :

$$\varphi = \varphi_a + \varphi_b,$$

et φ_a et φ_b ont pour expressions respectives :

$$\begin{cases} \varphi_a = e^{-\alpha t}(\mathrm{A}_1 \sin at + \mathrm{A}_2 \cos at) \\ \varphi_b = e^{-\beta t}(\mathrm{B}_1 \sin bt + \mathrm{B}_2 \cos bt). \end{cases}$$

On sait que l'on peut interpréter ce résultat analytique en considérant que le mouvement électrique dans le résonateur est la superposition d'une vibration *forcée* dont la période et l'amortissement ont pour valeurs respectives la période et l'amortissement de l'*oscil-*

lateur, et d'une vibration *libre* dont la période et l'amortissement ont pour valeurs la période et l'amortissement propres du *résonateur* [1].

En substituant à φ_a et φ_b leurs valeurs, on peut aussi mettre l'expression de φ sous la forme :

$$\varphi = M \sin (mt + m'), \qquad \text{où} \qquad m = \frac{a+b}{2},$$

c'est-à-dire considérer le mouvement électrique dans le résonateur comme représenté par une vibration dont la période a pour valeur la moyenne arithmétique des périodes de l'oscillateur et du résonateur.

C'est le résultat que nous a donné l'une des expériences citée plus haut que l'on doit considérer comme une vérification expérimentale des hypothèses qui servent de base à la théorie précédente.

De la valeur du potentiel φ, on peut passer à celle du courant, $i = k \frac{d\varphi}{dt}$, et obtenir l'expression de l'énergie mise en jeu dans un appareil thermique intercalé dans le résonateur.

En faisant certaines hypothèses sur l'ordre de grandeur relatif des différents facteurs, on peut mettre l'expression de l'énergie en jeu dans le résonateur sous la forme simple :

$$I = I_0 \frac{\omega^2 X^2 + \pi^2 S (x - X)}{\omega^2 X^2 + \pi^2 (x - X)^2},$$

où I représente la valeur de l'énergie, X la période du système fixe, x la période du système variable, et ω la moyenne arithmétique des décréments de l'oscillateur et du résonateur. I_0 et S sont deux constantes, et I_0 est la valeur maximum prise par I.

Si l'on observe les effets produits dans le résonateur à l'aide du bolomètre, c'est-à-dire à l'aide d'un instrument dont les déviations y sont proportionnelles à I, on a :

$$y = Y \frac{\omega^2 X^2 + \pi^2 S (x - X)}{\omega^2 X^2 + \pi^2 (x - X)^2},$$

en désignant par Y la valeur de y qui correspond à I_0 (déviation maximum).

En portant en abscisses les périodes x du système variable (le ré-

---

(1) BJERKNES, *Weber electrische Resonanz* (*Wied. Ann.*, t. LV, p. 121 ; 1895).

sonateur, par exemple) et en ordonnées les déviations y, on obtient une courbe remarquable que Bjerknes a nommée *courbe de résonance.*

Cette courbe, que l'on peut tracer par points à l'aide d'observations fournies par le procédé du résonateur fermé (dispositif représenté *fig.* 2), ou par l'observation directe des déviations du bolomètre intercalé dans une antenne réceptrice variable, permet d'obtenir, par des constructions graphiques simples, la valeur numérique des *décréments.*

La courbe représentée par l'équation précédente est une cubique unicursale dont le point double est à l'infini, et qui admet l'axe des x pour asymptote. Le diamètre des cordes parallèles à l'axe des x est une hyperbole équilatère qui admet pour asymptotes l'axe des x et une parallèle à l'axe des y (*fig.* 3).

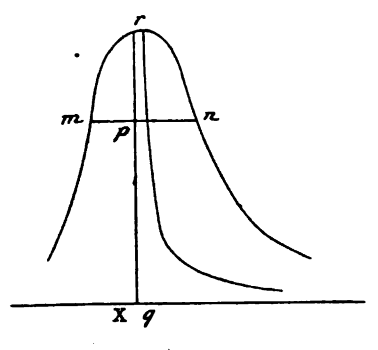


Fig. 3.

Une corde quelconque mn rencontre l'asymptote parallèle aux y en un point p qui divise la corde en deux segments :

$$mp = (x_1 - X) = a,$$
$$pn = (x^2 - X) = b,$$

et l'ordonnée de l'asymptote en deux autres segments :

$$pq = y = c,$$
$$pr = (Y - y) = d.$$

La valeur numérique $\omega = \frac{\gamma + \delta}{2}$ de la moyenne arithmétique des

décréments de l'oscillateur et du résonateur est donnée par la relation

$$\omega = \frac{\gamma + \delta}{2} = \frac{\pi}{X}\sqrt{\frac{abc}{d}}.$$

Le tracé d'une seconde courbe de résonance, obtenue en faisant varier l'amortissement de l'un seul des systèmes et opérant à énergie émise constante, permet d'obtenir séparément γ et δ.

Si, par exemple, γ est demeuré constant et que δ ait pris la nouvelle valeur δ_1, on a les relations suivantes pour déterminer les décréments :

$$\begin{cases} \gamma + \delta = 2\omega \\ \gamma + \delta_1 = 2\omega_1 \\ Y\gamma\delta\,(\gamma + \delta) = Y_1\gamma\delta_1\,(\gamma + \delta_1). \end{cases}$$

Pour obtenir une variation convenable de δ sans modifier les autres conditions, on conserve le même résonateur en y intercalant une résistance non inductive très courte en fil de platine fin.

Les déterminations, qui ont été étendues à différents systèmes d'antennes filiformes simples ou multiples, conduisent aux conclusions suivantes :

1° *L'amortissement est notablement plus faible pour les antennes filiformes simples que pour les antennes multiples ;*

2° *L'amortissement croît avec le nombre des branches et avec l'écartement de ces branches.*

Il prend notamment une valeur élevée dans les dispositifs constitués par des branches en éventail ;

3° *L'amortissement décroît quand le rapport de la longueur au diamètre augmente.*

Si l'on rapproche ces conclusions de celles qui ont été obtenues au sujet des longueurs d'onde fondamentales, il ressort que :

L'amortissement varie dans le même sens que le rapport $\frac{\lambda}{4l}$.

La « prise de terre » exerce une influence considérable sur l'amortissement.

L'amortissement diminue quand la « terre » s'améliore, c'est-à-dire quand la surface de contact augmente ou que le sol devient plus conducteur.

Il prend une valeur particulièrement faible sur les bâtiments, où le contact intime avec la coque paraît réaliser le cas d'une « terre parfaite ».

Quant aux valeurs numériques mêmes, on trouve pour les décréments des valeurs sensiblement identiques sur les différents bâtiments pour les mêmes antennes. Elles sont comprises entre $\gamma = 0,25$ et $\gamma = 0,28$ pour des antennes filiformes simples de 40 à 50 mètres de longueur, et entre $\gamma = 0,34$ et $\gamma = 0,37$ pour des antennes multiples à 4 branches.

Dans les postes à terre, les valeurs essentiellement variables que l'on trouve — car elles dépendent de la qualité de la prise de terre — sont toujours beaucoup plus élevées, et égales parfois au double des valeurs obtenues à bord des bâtiments.

L'emploi du détecteur magnétique de Rutherford [1], dont nous avons pu accroître notablement la sensibilité en substituant au magnétomètre un galvanomètre balistique convenable, nous a permis d'obtenir des mesures comparatives d'*amplitudes* de courant dans l'antenne réceptrice à des distances d'une dizaine de kilomètres.

Avec le détecteur magnétique, il est possible de pousser l'analyse du phénomène plus loin que par l'étude des courbes de résonance en saisissant directement l'oscillation dans l'antenne réceptrice.

On trouve que : *le décrément de l'oscillation dans l'antenne réceptrice accordée est sensiblement égal à la moyenne arithmétique des décréments des vibrations propres des antennes d'émission et de réception.*

Des mesures simultanées effectuées au détecteur magnétique (amplitude) et au bolomètre (énergie moyenne) montrent l'influence prépondérante que prennent les harmoniques quand les systèmes sont désaccordés et conduisent à inférer que l'amortissement des oscillations supérieures est plus grand que celui de l'oscillation fondamentale. Ces expériences mettent en lumière les différences considérables qui proviennent de l'effet exercé sur les deux détecteurs.

Tandis que l'effet exercé sur le détecteur magnétique par une certaine variation de période à l'émission était réduit dans le rapport de 3 à 1, l'effet exercé sur le bolomètre se trouvait réduit dans le rapport de 28,5 à 1.

Les relations générales obtenues pour les périodes sont conformes à celles que fournit le calcul théorique [2].

---

(1) Rutherford, *Philos. Trans.*, t. CLXXXIX ; 1897.

(2) Mox Abraham, *Ann. der Physik*, 1898, p. 435.

Les valeurs observées et calculées varient bien dans le même sens quand on modifie les longueurs et les diamètres des antennes.

Pour les amortissements, les valeurs numériques données par le calcul présentent un accord remarquable avec celles qui ont été obtenues à bord des bâtiments. Le cas réalisé à bord des bâtiments correspond donc sensiblement au cas d'une *terre* parfaite, c'est-à-dire à celui où le système antenne-terre est équivalent au système de l'antenne et de son *image*.

IV. *Énergie mise en jeu dans les systèmes.* — Pour avoir des indications un peu précises sur l'influence des facteurs susceptibles d'agir sur la transmission des ondes à distance par systèmes d'antennes, il convient d'opérer sur des systèmes en résonance.

Les résultats suivants se rapportent toujours à des systèmes préalablement « accordés » par les méthodes décrites.

Le bolomètre à *pont auxiliaire* permet d'obtenir avec précision la valeur de l'intensité efficace du courant dans une antenne réceptrice ([1]). Un ampèremètre thermique convenable (de faible résistance) permet, d'autre part, d'obtenir la valeur de l'intensité efficace du courant dans l'antenne d'émission. Une intégration facile donne la relation

$$i_{\text{eff}}^2 = \frac{i_0^2}{4\gamma} \frac{4\pi^2}{4\pi^2 + \gamma^2} nT$$

entre l'intensité i_{eff} et l'amplitude i_0 du courant pour l'oscillation fondamentale à la base d'une antenne filiforme.

Et permet de passer de l'une des valeurs à l'autre *à la condition expresse* que l'on connaisse :

n, nombre des trains d'ondes par seconde;

T, période de l'oscillation;

γ, décrément de l'oscillation.

Les mesures que nous avons décrites fournissent ces éléments.

Le calcul montre d'ailleurs que l'énergie mise en jeu dans l'antenne peut être obtenue en fonction de l'amplitude du courant par la relation :

$$W = \frac{1}{4} L i_0^2.$$

([1]) Brillouin, *Leçons du Collège de France*, 1901-1902 : *Propagation de l'électricité.*

([2]) *Journal de Physique*, 4e série, t. III, p. 351, 751 ; 1904.

Quant à l'énergie reçue par le détecteur bolométrique même, elle est fournie en fonction de la résistance (non inductive) ρ de l'appareil :

$$w = \frac{\rho i^2}{n},$$

pour un seul train d'ondes.

Les expériences ont mis en lumière :

1° *L'influence de la distance. — L' « intensité efficace » du courant reçu par l'antenne varie en raison inverse de la distance.* Et : *l'énergie mise en jeu, qui est proportionnelle au carré de l'amplitude, varie en raison inverse du carré des distances ;*

2° *L'influence de la longueur d'étincelle. — L'énergie mise en jeu dans l'antenne réceptrice est proportionnelle, soit au carre du potentiel explosif de la décharge, soit au carré de l'amplitude du courant à la base de l'antenne d'émission ;*

3° *L'influence de la « prise de terre ». — Pour une antenne donnée, l'énergie émise est d'autant plus grande que la terre est meilleure, c'est-à-dire que la valeur totale de l'amortissement est plus faible ;*

4° *L'influence de la configuration de l'antenne. — Pour différentes antennes de même période dans le même poste, l'énergie émise est d'autant plus grande que l'amortissement est plus fort.*

Ces derniers résultats s'interprètent aisément si l'on considère que l'amortissement se compose nécessairement de deux termes, dont l'un (effet Joule) est principalement dû à la prise de terre, et dont l'autre (émission) est dû au rayonnement de l'antenne.

Les conditions optima pour les transmissions sont celles qui répondent à une réduction de l'effet *terre* et à un accroissement de l'effet *antenne.*

Ces considérations donnent des règles pratiques qui permettent d'exercer un choix judicieux sur les dispositions qu'il convient d'adopter pour l'installation d'une antenne.

Parmi les divers postes, le meilleur est celui dans lequel l'amortissement d'une même antenne a la valeur la plus faible.

Et dans le même poste :

Parmi les différentes antennes de même période, la meilleure est celle dont l'amortissement est le plus fort.

Entre les différentes dispositions d'une même antenne, la meilleure est celle qui donne à l'amortissement la valeur la plus élevée.

Quant aux valeurs numériques de l'énergie mise en jeu dans l'antenne réceptrice, nous avons trouvé que l'intensité efficace du courant à la base d'une antenne filiforme de 50 mètres de longueur, attaquée par une antenne identique à la distance de 1 kilomètre, est de 2,6 milliampères (pour une étincelle de 5 centimètres à l'émission et 26 trains d'ondes par seconde).

La quantité d'énergie reçue par le bolomètre intercalé dans l'antenne réceptrice se trouve alors égale à 57 ergs pour un seul train d'ondes.

A PROPOS DES RAYONS N ;

Par M. A. TURPAIN [1].

Pendant plus d'un an, sauf de courtes interruptions, j'ai poursuivi l'observation des rayons N.

A l'époque même où M. Blondlot fit connaître l'action des nouvelles radiations sur l'éclat d'une petite étincelle, je me servis de ce procédé d'observation dont, malgré sa délicatesse, j'espérai obtenir de bons résultats, me fiant à l'habitude de l'observation des très petites étincelles que m'ont donnée mes recherches antérieures sur le résonateur de Hertz. Je crus alors reconnaître, bien que d'une manière très inconstante, l'action signalée par M. Blondlot, mais je ne trouvai cependant pas de différences entre l'action d'un tube à rayons N sur une petite étincelle, que les électrodes du tube soient dans le plan de l'étincelle ou dans un plan perpendiculaire.

Plus tard, lorsqu'on eut indiqué que l'observation par l'écran au sulfure était bien plus aisée, j'adoptai cette nouvelle technique. Les résultats concordants obtenus assez souvent lorsque je savais si les rayons N agissaient ou non sur l'écran au sulfure deviennent discordants et douteux dès que j'établis un procédé de contrôle me laissant ignorer l'action des rayons N.

Dans un mémoire présenté le 4 août 1905 au Congrès de Cherbourg de l'A. F. A. S., M. Gutton confirme les résultats d'une série d'expériences, déjà publiées dans les *Comptes Rendus de l'Académie*

---

[1] Communication faite à la Société française de Physique, séance du 16 mars 1906.

des Sciences, concernant la production des rayons N par les champs magnétiques non uniformes [1], par le champ hertzien [2], par les courants de convection [3]. Les résultats des nombreux essais que j'ai poursuivis, à la même époque, sur la production des rayons N, tant par la lampe Nernst et l'acier trempé que par les champs magnétiques non uniformes, par le champ hertzien, par les champs électrostatiques, sont les suivants :

Dans l'étude de sources présumées de rayons N, j'interceptais ou non les rayons N par un écran formé d'une lame de plomb oxydé déplacé par un mouvement de guillotine. Dans ces conditions, il m'arrivait très souvent, comme le prouvent les nombres cités plus bas, de juger que la suppression de l'écran correspond à un accroissement d'éclat du sulfure, et son interposition à une diminution d'éclat.

Dès que je dispose les choses de façon à ne pas savoir si les rayons N agissent ou non sur l'écran au sulfure, la concordance précédente disparaît. Pour effectuer ce contrôle, des écrans circulaires formés de secteurs alternativement opaques et transparents aux rayons N sont disposés de manière que l'observateur, en les substituant l'un à l'autre, ignore quel secteur est interposé. Dans le cas d'aimants permanents, le pôle de l'aimant, fixé suivant le diamètre d'un disque de bois ou de carton mobile, est, par rotation, éloigné ou approché du sulfure de manière que l'observateur ignore si l'aimant est proche ou loin du sulfure. Dans le cas de solénoïdes actifs, le courant est établi par la rotation d'un disque à secteurs conducteurs ou non dont l'observateur ignore la position.

Résultats de plusieurs séries d'essais.

Source présumée de rayons N	Sans contrôle				
	Nombre de séries	Nombre d'essais	Concordances	Le 0/0 de chaque série d'essais oscille entre	0/0 moyen
Lampe Nernst..........	5	253	217	82 et 95	85
Paquets de limes.......	6	268	217	75 et 90	81
Champs électrostatiques.	3	56	43	72 et 80	77
Champs magnétiques...	7	220	177	75 et 85	80
Solénoïdes actifs.......	3	87	64	70 et 80	74
Champ hertzien........	3	78	65	81 et 84	83

(1) *C. R.*, 1er et 29 février 1904.
(2) *C. R.*, 18 avril 1904.
(3) *C. R.*, 8 février 1904.

Source présumée de rayons N	Avec contrôle				
	Nombre de séries	Nombre d'essais	Concordances	Le 0/0 de chaque série d'essais oscille entre	0/0 moyen
Lampe Nernst..........	5	254	137	47 et 58	54
Paquets de limes.......	6	251	128	46 et 57	51
Champs électrostatiques.	3	48	25	47 et 57	52
Champs magnétiques...	7	218	103	40 et 55	48
Solénoïdes actifs.......	3	119	61	47 et 55	51
Champ hertzien........	3	85	46	51 et 57	54

Le 0/0 moyen se rapporte à la totalité des essais de chaque catégorie.

Ces résultats semblent montrer que, lorsqu'on s'entoure de précautions consistant à ignorer si l'action des rayons N doit ou non se produire, la concordance entre l'action de ces rayons et la variation d'éclat du sulfure disparaît. Il y aurait donc une sorte d'autosuggestion à laquelle l'observateur peut malaisément se soustraire et que seules des expériences de contrôle sont capables de mettre en évidence.

Les expériences ci-dessus, qui ont eu en somme un résultat négatif, semblent être réduites à néant par les récentes déterminations faites par MM. Blondlot, Mascart, Gutton et Virtz et communiquées à l'Académie des Sciences par M. Mascart. Il semble qu'un contrôle sérieux et effectif ait présidé à ces expériences. De plus, à première vue, ces déterminations paraissent d'une admirable précision. Si l'on en considère les résultats d'un peu près, cette précision disparaît. Ces expériences consistent à dévier un faisceau de rayons N par un prisme d'aluminium et à repérer les faisceaux réfractés. Ces faisceaux s'étagent sur une longueur de 2 à 3 centimètres ; on les détermine en déplaçant une très mince fente de sulfure insolé portée par le chariot d'une machine à diviser dont l'expérimentateur manœuvre la tête de vis.

Si l'on dresse un graphique des trois séries d'essais dont les nombres sont donnés, on constate, en prenant l'ensemble des déterminations, que, pour la première série d'essais, pour laquelle le contrôle de retour du chariot ne fut pas effectué, sur un champ de $1^{cm},8$, plus du tiers (les 2/5 environ) reçoit des rayons N.

Dans la troisième expérience, où le contrôle de retour fut effectué, plus de la moitié du champ de 2 centimètres exploré reçoit des rayons N. Sachant qu'on doit trouver quatre bandes aussi larges,

on peut, en revenant et s'arrêtant quatre fois, retomber presque à coup sûr sur l'une d'elles, étant donnée surtout leur distribution.

La seconde détermination, faite par M. Blondlot seul, est la plus précise. Elle s'étend sur $3^{cm},43$, comporte sept lectures, et au retour M. Blondlot retombe exactement à $0^{mm},1$ près sur trois des lectures faites à l'aller.

On a expliqué la possibilité de cette coïncidence par un simple effet inconscient de mémoire de l'effort musculaire qui permettrait, en faisant mouvoir la tête de vis d'une machine à diviser (tête de vis qui est d'un assez grand diamètre), de revenir sur un repère précédemment obtenu, et cela à $0^{mm},1$ près.

J'ai voulu me rendre compte du degré de facilité qu'il y avait à pouvoir ainsi revenir sur un même repère. J'ai opéré avec un simple palmer, qui comporte cependant une tête de vis de bien moindre diamètre. En m'astreignant à imprimer à la tête de vis, sans regarder le palmer, un nombre donné d'impulsions d'abord en avant, puis en arrière, j'ai obtenu, sans exercice préalable, les repères suivants (1) :

A l'aller → $4^{mm},58$ (10) $9^{mm},65$ (10) $14^{mm},26$ (10) $18^{mm},58$ (10)
Au retour $4^{mm},54$ (10) $9^{mm},61$ (10) $14^{mm},95$ (10) $18^{mm},51$ ←

Toutefois, faut-il encore, pour obtenir de telles coïncidences, s'astreindre à donner à la tête de vis du palmer un nombre d'impulsions aussi semblable que possible à l'aller et au retour. Aussi, sans m'arrêter sur ce point, qui pourrait d'ailleurs paraître mettre en doute la bonne foi des expérimentateurs, ce qui est très loin de ma pensée, j'exprimerai seulement le regret que ces expériences de déviation des rayons N par le prisme d'aluminium n'aient pas été, ce qui eût peut-être été possible, de véritables expériences de contrôle. Il semble que l'état de la question des rayons N, au moment où elles furent entreprises, nécessitait un contrôle des plus complets. On aurait pu, par exemple, faire mouvoir le chariot de la machine à diviser non par l'observateur, mais par un mécanisme qui l'eût déplacé d'une manière uniforme aussi lentement qu'on l'eût désiré, en laissant même la possibilité de revenir en arrière ou non à volonté. L'inscription du repère correspondant à un maximum d'éclat eût été faite, tant à l'aller qu'au retour, sur un tambour enregistreur par la manœuvre

(1) Les nombres entre parenthèses indiquent le nombre d'impulsions données à la tête de vis du palmer.

d'un levier convenable. D'ailleurs, pour que le contrôle fût complet, le mécanisme eût pu donner au chariot porteur de la ligne de sulfure deux ou trois vitesses différentes, non connues au préalable par l'observateur qui n'eût pu alors, même inconsciemment, repérer par la mémoire, dans la succession du temps, les moments d'apparition des maxima successifs.

Il est vraiment très curieux qu'on puisse réussir à déterminer les déviations d'un faisceau de rayons N par un prisme d'aluminium au moyen de l'écran au sulfure et que les comparaisons photométriques de cet écran soient impossibles. J'ai maintes fois, comme bien d'autres, essayé sans succès de différencier une tache de sulfure soumise au rayonnement N ien d'une tache de sulfure identique et identiquement insolée placée à côté, mais préservée des rayons N par sa situation au fond d'une logette de plomb oxydé. Il y a là deux faits qui semblent contradictoires. On explique l'impossibilité des comparaisons photométriques en supposant que le sulfure n'éprouve pas, à proprement parler, d'accroissement d'éclat, mais que l'œil recevant des rayons N devient plus perçant, plus apte à apercevoir les faibles éclairements. Mais alors il doit être impossible de repérer les positions des maxima par déplacement d'une ligne de sulfure dans l'expérience du prisme d'aluminium. L'œil recevant constamment le faisceau, qui se distribue en quatre très larges bandes sur une longueur totale qui n'est que de 2 centimètres, doit voir la ligne de sulfure constamment aussi lumineuse ; sinon les comparaisons photométriques doivent être possibles.

L'hypothèse suivante, qui m'a été suggérée par M. Garbe, permet, il est vrai, de concilier ces deux faits, de prime abord contradictoires : « L'œil n'acquiert le surcroît de perception que lorsqu'il reçoit non pas les rayons N directement, mais les rayons N ayant traversé le sulfure. »

Les expériences suivantes qui semblent possibles seraient sans doute de nature à vérifier le bien-fondé de cette hypothèse. Si l'on déplace dans le champ de réfraction d'un prisme d'aluminium deux lignes de sulfure voisines et parallèles L_1, L_1', dont l'une L_1' est protégée contre les rayons N par une petite gouttière de plomb oxydée, l'accroissement d'éclat des deux lignes de sulfure ne doit se produire que lorsque L_1 se trouve sur un faisceau de rayons N. Alors même que L_1' qui est protégée, serait sur un faisceau de rayons N, si L_1 est en dehors du faisceau, l'augmentation d'éclat doit cesser, bien que l'œil

qui observe L_1' reçoive des rayons N dans la direction même suivant laquelle il regarde.

Si l'on utilise deux lignes de sulfure L_2, L_2', qui ne soient protégées ni l'une ni l'autre contre les rayons N, il semble possible à leur aide de délimiter les faisceaux de rayons N réfractés. Si en effet, après avoir provoqué l'accroissement d'éclat, on augmente la distance L_2L_2' par déplacement simultané de deux lignes, dès que le phénomène d'accroissement d'éclat cesse, on est assuré que les deux lignes L_2, L_2' comprennent entre elles le faisceau étudié. En ramenant alors individuellement chaque ligne vers sa voisine, on pourrait, par l'observation de l'accroissement d'éclat, déterminer les limites exactes du faisceau de rayons N qui le produit.

Je suppose ces expériences possibles, comme si l'existence même des rayons N était indubitablement démontrée ; or cette existence même ne me paraît pas établie. Ne peut-on vraiment pas effectuer des expériences de contrôle qui l'établissent ? On objecte avec quelque raison la grande fatigue que produit l'observation attentive du sulfure, qui est un obstacle pour une observation continue. Ne pourrait-on cependant répéter soit l'expérience du prisme, soit une expérience de simple émission en prévenant l'observateur une ou deux secondes avant le passage de la ligne de sulfure sous le faisceau de rayons N, de manière à ne pas fatiguer inutilement son attention ? Au cours des essais, on se réserverait d'intercepter parfois le faisceau par un écran approprié, à l'insu de l'observateur, de manière à s'assurer qu'il n'obéit pas à une auto-suggestion.

Les expériences faites avec des écrans au sulfure sont-elles de nature à prouver sans contestation aucune l'existence des rayons N ? Je ne crois pas. Tout autres paraissent être les expériences concernant la photographie d'une très petite étincelle. De ce côté la difficulté de l'expérimentation paraît seule être un obstacle. Deux physiciens du plus grand talent et qui paraissent rompus l'un et l'autre à l'étude des radiations trouvent des résultats contradictoires : M. Blondlot réussit à coup sûr à différencier par la photographie l'aspect d'une petite étincelle soumise aux rayons N de celui de la même étincelle soustraite à ces radiations. M. Rubens a sans succès cherché à répéter, et cela pendant près d'un an, cette détermination capitale de M. Blondlot. Il est désirable que cette contradiction qui doit être explicable soit expliquée.

Il y a quelques années, l'existence même de l'effet Rowland fut

contestée au cours d'expériences extrêmement soignées et répétées faites par M. Crémieu. Les élèves de Rowland reprirent ses expériences et confirmèrent la réalité dudit effet. On sait comment la mise en relation et le travail en commun de MM. Pender et Crémieu mirent fin à cette contradiction et assurèrent à la science un résultat définitivement acquis.

La question des rayons N mérite d'être traitée de la même façon. En quoi d'ailleurs la notoriété des deux physiciens précités pourrait-elle les empêcher de se réunir dans le laboratoire de l'un d'eux et de parvenir ensemble à une solution nécessaire d'une question qui est, en somme, une question de fait? En agissant ainsi, ces deux savants ne pourraient, quel que soit le résultat de leur commun labeur, qu'accroître l'un et l'autre leur renommée scientifique. Les résultats de leurs déterminations seraient doublement importants : tout d'abord en apportant enfin une solution à la question controversée ; en donnant, en second lieu, une preuve nouvelle que la science est bien vraiment, non pas une question de conviction, mais la recherche désintéressée de la seule vérité.

ZEITSCHRIFT FUR PHYSIKALISCHE CHEMIE ;

T. LI, février-mai 1905.

A. SMITHS. — Beitrag zur Kenntniss des Verlaufs der Dampfspannungserniedrigung bei wässerigen Lösungen (Contribution à l'étude de la dépression des tensions de vapeur dans les solutions aqueuses). — P. 33-45.

La mesure des tensions de vapeur avec un manomètre de lord Rayleigh rend la méthode ébullioscopique plus précise que la méthode cryoscopique pour l'étude des dissolutions salines ; l'auteur double encore la sensibilité en employant un manomètre différentiel eau-aniline, qui permet d'évaluer une différence de pression de $0^{mm},00025$ de mercure.

Les solutions salines peuvent être rangées en deux catégories : pour les unes (type NaCl), la dépression moléculaire et par suite le coefficient de dissociation i passent par un minimum dans les solutions diluées ; la cause de ce minimum peut être la formation d'hydrates. Pour les autres (type $NaAzO^3$), le facteur i décroît régulièrement quand la concentration croît.

A. SPERANSKI. — Ueber den Dampfdruch der festen Lösungen (Sur la tension de vapeur des solutions solides). — P. 45-58. — Voir aussi *Zeit. f. phys. Ch.*, t. XLVI (1903), p. 70.

L'auteur a mesuré (t. XLVI), au moyen d'un tensimètre de Bremer modifié, les tensions de vapeur des solutions solides de β-naphtol et de β-naphtylamine dans la naphtaline. En appliquant les lois relatives aux dissolutions liquides, on trouve les mêmes poids moléculaires. Le second mémoire (t. LI) contient les tensions de vapeur des benzènes *p.*-dichloré, dibromé et chlorobromé, entre 0° et 70°, à l'état solide et à l'état liquide. Les tensions de vapeur des mélanges contenant deux de ces corps fournissent également les mêmes poids moléculaires aussi bien pour les solutions solides que pour les solutions liquides.

Les lois relatives aux solutions liquides semblent être applicables aussi aux mélanges isomorphes.

J.-B. WESTHAVER. — Ueber das Verhalten von Anoden aus Iridium, Platin und Rhodium bei der Electrolyse verdünnter Schwefelsäure (Sur l'action des anodes d'iridium, de platine et de rhodium dans l'électrolyse de l'acide sulfurique dilué). — P. 65-95.

Ce travail purement expérimental fournit les résultats suivants :

Les anodes de platine, de rhodium et d'iridium se comportent de façons différentes dans une dissolution $\frac{1}{10}$ normale d'acide sulfurique. Pour les grandes densités de courant, l'iridium est le moins polarisable, le platine l'est le plus. Pour les petites densités de courant, le platine semble plus difficilement polarisable que l'iridium.

Les électrodes qui arrivent le plus vite à un état stationnaire pour les densités de courant pas trop élevées s'obtiennent en formant sur verre d'Iéna un dépôt d'iridium (on flambe le verre enduit d'un mélange d'essences et de chlorure d'iridium).

La densité du courant est étudiée en fonction de la différence de potentiel entre l'anode et une électrode auxiliaire. Les courbes de décomposition ainsi obtenues montrent que le platine possède une forte hystérésis.

La force électromotrice de la chaîne hydrogène-oxygène se fixe, pour toutes les électrodes, au-dessus et au-dessous de 1,06 volt; pour les

électrodes platinées, la force électromotrice s'élève à environ 1,1 volt.

Les électrodes iridiées conviennent très bien, à cause de leur faible polarisation, pour les mesures de conductibilité avec les courants alternatifs et le téléphone.

J. BILLITZER. — Theorie der Kolloide (Théorie des colloïdes). — P. 129-167. Voir aussi *Zeit. f. phys. Chemie*, t. XLV, p. 327.

Bredig et Hardy ont donné une théorie des colloïdes basée sur l'existence d'une différence de potentiel entre les particules en suspension et le liquide. L'auteur combat cette théorie ; il explique les propriétés typiques de tous les colloïdes en s'appuyant seulement sur les deux faits expérimentaux suivants : 1° les colloïdes sont des particules extrêmement fines en suspension dans le liquide ; 2° ces particules portent des charges électriques dont le signe est connu d'après le mouvement qu'elles prennent dans un champ électrique.

L'action des sels s'explique simplement par une action électrostatique des ions sur les particules de colloïde : les attractions entre charges de noms contraires produisent l'agglomération, puis la précipitation. Les actions de certains colloïdes, facilitant ou empêchant leur précipitation mutuelle, s'interprètent comme l'action des ions.

J. BILLITZER. — Zur Theorie der kapillarelektrischen Erscheinungen (Sur la théorie des phénomènes électrocapillaires). — P. 167-193. — Voir *Journal de Physique*, t. IV (1905), p. 223 et 224.

M. Lippmann a établi la relation $X = -\frac{d^2A}{dx^2}$ (A, tension superficielle ; x, force électromotrice ; X, capacité électrostatique par unité de surface).

L'intégration de l'équation précédente, en supposant X constant [1], donne $A = A_0 - \frac{X}{2} x^2$. Les capacités de polarisation mesurées par

(1) L'auteur fait une critique inexacte des vérifications expérimentales d'où M. Lippmann conclut que la courbe A (x) est *une certaine* parabole. M. Lippmann calcule, non pas $\frac{d^2A}{dx^2}$, mais $\frac{x - x_0}{(A - A_0)^2}$ (x_0, A_0 étant les coordonnées du sommet).

Scott permettent de calculer A, si l'on admet que la couche double s'annule quand la tension superficielle est maxima ; la courbe obtenue ne ressemble en rien à la courbe expérimentale ; elle s'en rapproche, au contraire, beaucoup si l'on admet que la couche double disparaît à — 0,4 volt (par rapport à l'électrode à hydrogène) et si l'on introduit un terme du premier degré en x ; la formule de la constante capillaire devient :

$$A = A_0 - Kx - \frac{X}{2} x^2 ;$$

elle a la forme trouvée empiriquement par M. Bouty. L'introduction du terme linéaire est expliquée par une augmentation de la tension de dissolution du mercure; celle-ci doit, tout comme la tension de vapeur, dépendre de la pression superficielle et se calcule par un raisonnement analogue.

A. SMITHS. — Ueber die Erscheinungen, welche auftreten, wenn die Faltenpunktskurve der Löslichkeitskurve begegnet (Sur les phénomènes qui se produisent quand la courbe critique de plissement rencontre la courbe de solubilité).

Étude théorique et expérimentale sur la relation entre la solubilité de deux corps et les températures critiques des mélanges.

Si la courbe de solubilité rencontre la courbe critique, il doit se produire une congélation rétrograde; ce résultat théorique est vérifié expérimentalement sur le système éther-anthraquinone. Cette théorie explique les expériences de M. Villard sur la solubilité des corps solides et liquides dans les gaz comprimés.

P. KRÜSS. — Ueber die Absorption organischer Farbstoffe im Ultraviolet (Sur l'absorption des colorants organiques dans l'ultra-violet). — P. 257-297 (5 planches).

La source de lumière est une étincelle entre électrodes de fer et de cuivre ; les nombreuses raies de ces métaux donnent, avec le spectre de l'air, une bande continue d'intensité presque uniforme entre 480 et 230 $\mu\mu$. On compare sur les épreuves photographiques les spectres obtenus directement et après absorption. L'auteur résume comme suit le résultat de ses expériences :

1° Les couleurs organiques donnent dans l'ultra-violet des bandes d'absorption dont le nombre et le caractère restent les mêmes dans un même groupe de couleurs. On peut ainsi, dans un grand nombre de cas, fixer le groupe auquel appartient un colorant d'après l'observation de son spectre d'absorption ;

2° Les composés incolores, bases ou composants de colorants, sont tous des corps à coloration invisible présentant des bandes d'absorption intenses dans l'ultra-violet ;

3° Les bandes d'absorption caractéristiques de certains azoïques n'apparaissent pas en dissolution dans l'acide sulfurique concentré ; la molécule colorante subit ainsi des changements chimiques suivant le dissolvant ;

4° La transparence des corps organiques pour l'ultra-violet dépend de l'existence et du nombre des doubles liaisons chimiques dans la molécule ;

5° La résistance des colorants à la lumière dépend de l'absorption des rayons ultra-violets ; toutefois l'absorption ne peut servir de mesure à la résistance que pour des couleurs de constitutions moléculaires analogues.

FR. HOFFMANN et K. LANGBECK. — Studien über Löslichkeitsbeeinflussung (Etude sur les actions qui influencent la solubilité). — P. 385-435.

La solubilité d'un corps dans un liquide est en général influencée par l'addition d'un autre corps [Voir *Journal de Physique*, t. III (1904), p. 880 ; t. IV (1905), p. 60 et 371]. Nernst a étudié théoriquement l'influence exercée par un composant, suivant qu'il est ou non dissocié. Les auteurs vérifient expérimentalement ces formules théoriques et trouvent un accord suffisant.

P. WAENTIG. — Zum Chemismus phosphoreszierender Erdalkalisulfide (Etude chimique sur la phosphorescence des sulfures alcalino-terreux). — P. 435-473.

Ces recherches confirment la théorie qui attribue la phosphorescence de ces corps à la présence de petites quantités de certains métaux lourds. Le sulfure de strontium le mieux purifié contient encore des traces de fer qui lui donnent une faible phosphorescence bleue ; le platine est actif même aux plus faibles concentrations.

L'intensité de la phosphorescence croît continuellement avec la teneur en métal lourd, tant que ce métal forme une dissolution solide complètement homogène; on réussit, dans certaines conditions, à élever la teneur au delà de la dose optima et on enlève en même temps l'intensité lumineuse. La solubilité d'un métal lourd croît avec la température et descend souvent à une valeur extraordinairement faible à la température ordinaire. Toutes les préparations luminescentes sont ainsi, à la température ordinaire, des solutions fortement sursaturées.

Les nombreuses conditions qui semblent intervenir dans le degré de phosphorescence d'un sulfure se réduisent à une seule : le produit doit être à la température ordinaire une solution homogène du métal lourd, aussi concentrée que possible. En appliquant les données connues sur la cristallisation des solutions liquides sursaturées, l'auteur est parvenu à obtenir des sulfures bien plus lumineux que ceux obtenus jusqu'ici.

Les sulfures blancs phosphorescents se transforment par broyage en poudres colorées non phosphorescentes; la transformation, d'ailleurs réversible à une même température, est accompagnée d'une diminution de volume et d'une absorption d'énergie. Les poudres colorées représentent donc une forme plus instable que les préparations lumineuses.

La diminution de luminescence n'est accompagnée d'aucun changement chimique.

RIMBACH et WEBER. — Ueber Einwirkung anorganischer Substanzen auf die Drehung von Lävulose und Glucose (Action des substances inorganiques sur la rotation de la lévulose et de la glucose). — P. 473-504.

L'action est en général insignifiante; elle est plus importante pour les sels de zircone et les substances qui mettent en liberté des hydroxyles, par exemple les alcalis ou les sels hydrolysés. Les chlorures des métaux alcalino-terreux, les sels de cérium et de thorium déterminent une augmentation notable de la rotation de la lévulose.

Les mêmes substances inorganiques n'agissent pas toujours dans le même sens sur la rotation des deux sucres; la lévulose est en général plus sensible que la glucose.

Dans quelques cas, en particulier pour l'acide borique, la conductibilité du corps inorganique en solution croît par addition du sucre;

le plus souvent elle décroît. Cette variation est due à deux actions agissant seules ou simultanément : une augmentation de viscosité et la formation de composés nouveaux.

La plupart des changements de rotation observés doivent être attribués non à la formation de combinaisons chimiques, mais à une influence des sels sur la dissymétrie de la molécule active.

Fluorescence. — Une solution de glucose ou de lévulose additionnée d'un sel de zircone se colore faiblement en jaune verdâtre quand on la chauffe et prend une vive fluorescence verte ; elle éteint le spectre à partir du vert. Le sucre de canne, l'arabinose, la raffinose donnent également des solutions fluorescentes avec l'oxychlorure de zircon. La fluorescence disparaît au soleil et réapparaît à l'obscurité quand on chauffe.

K. CHAPOCHNIKOV. — **Eine empirische Beziehung zwischen den Dichten je zweier Flüssigkeiten (Relation empirique entre les densités de deux liquides).** — P. 542-547.

Les densités δ, δ' de deux liquides, pris sous la pression de leur vapeur saturante, à des températures équidistantes de leur température critique, satisfont à la relation $\delta = n\delta' + b$, n et b étant des constantes pour le couple des liquides considérés.

J. THOMSEN. — **Ueber den relativen Wert der zur Bestimmung der Verbrennungswärme flüchtiger organischer Verbindungen benutzten kalorimetrischen Methoden (Sur la valeur relative des méthodes calorimétriques servant à déterminer les chaleurs de combustion des composés organiques volatils).** — P. 657-679.

Discussion des causes d'erreur propres aux deux méthodes employées : la combustion normale imaginée, par J. Thomsen, et la combustion explosive dans la bombe calorimétrique, employée par M. Berthelot. Les nombres obtenus par la première méthode possèdent une grande précision relative ; au contraire, les nombres obtenus avec la bombe calorimétrique montrent de grandes irrégularités, quand on compare soit les termes isolés d'un groupe homologue, soit les termes de différents groupes. Les nombres fournis par cette dernière méthode pour le diallyle, le dipropargyle, l'éthylène et la plupart des composés halogénés ne peuvent être regardés que comme le résultat d'expériences erronées.

O. HAHN. — Ein neues radioaktives Element, welches Thoriumstrahlung aussendet (Un nouvel élément radioactif qui émet le rayonnement du thorium). — P. 717-721.

Deux cent cinquante kilogrammes d'un minéral de Ceylan, appelé thorianite, ont fourni environ 18 grammes d'un corps radioactif qui a été traité suivant la méthode de Giesel pour isoler le radium. Le fractionnement présenta une anomalie surprenante : la radioactivité de la partie soluble devenait de plus en plus grande au lieu de diminuer comme dans la purification du radium. On obtint finalement, en précipitant par l'ammoniaque en solution oxalique, un résidu d'environ 10 milligrammes très fortement actif, environ 250.000 fois plus que le même poids de nitrate de thorium. Ce résidu ne contient d'ailleurs le thorium qu'à l'état de trace, bien que son émanation et l'activité induite aient les mêmes constantes de décroissance que celles du thorium.

A.-E. DUNSTAN. — Innere Reibung von Flussigkeitsgemischen (Frottement interne des mélanges liquides). — P. 732-739.

L'auteur étudie la variation de la viscosité avec la concentration dans les mélanges de deux liquides : eau, alcools, acide lactique, acétate d'éthyle, benzène, acétone, sulfure de carbone, benzaldéhyde, mercaptan. La viscosité du mélange varie suivant les cas : 1° continuellement dans le même sens ; 2° en passant par un minimum ; 3° en passant par un ou plusieurs maximum.

Les corps hydroxylés, tels que l'eau, les alcools, ont des molécules associées et présentent des valeurs élevées de la viscosité. Cette remarque permet d'expliquer les maxima et minima par une association croissante ou décroissante entre les molécules dissoutes.

J. Guinchant.

IL NUOVO CIMENTO;

Série 5, t. VII; 1er semestre 1904.

M. LA ROSA. — Sulle correnti di Duddell (Sur les courants de Duddell). — P. 5.

L'auteur rappelle l'hypothèse de MM. Ascoli et Manzetti (1) et les travaux de M. Corbino (2). Il cherche à vérifier ce résultat de M. Corbino que le courant alternatif dans le circuit dérivé a une forme sinusoïdale. — En modifiant les diverses circonstances du phénomène, il arrive aux résultats suivants : l'amplitude des vibrations dans le circuit de Duddell est indépendante de la résistance; elle n'est pas reliée par une loi simple avec l'inductance du circuit dérivé, mais elle croît quand celle-ci diminue, et ses variations, pour une variation donnée de l'inductance, sont d'autant plus petites que la capacité est plus petite et l'intensité principale plus grande; quand cette dernière est petite, l'amplitude tend à varier en raison inverse de la racine carrée de l'inductance. — L'amplitude n'est pas liée non plus par une loi simple à la capacité, mais elle croît avec elle ; quand l'intensité principale est faible, cette amplitude tend à varier proportionnellement à la racine cubique de la capacité.

C. FELICIANI. — Conduttività termica dell'ipoazotide (Conductibilité thermique du peroxyde d'azote). — P. 18.

MM. Magnanini et lo Zunino (3) ont étudié la variation de la conductibilité du peroxyde d'azote, comparée à celles de l'hydrogène, de l'air et de l'anhydride carbonique ; ils ont trouvé que cette variation diffère essentiellement de celle des gaz non dissociables, puisque, au lieu de croître constamment avec la température, elle présente un maximum vers 70°, température correspondant aux plus grandes variations de la dissociation.

M. Feliciani reprend ces expériences par la méthode du refroidissement, pour déterminer le coefficient de conductibilité dans l'inter-

---

(1) *Rendic. dei Lincei*, 1902, 2e sem., fasc. 1 ; — *J. de Phys.*, s. 4, t. III, p. 81.

(2) *Atti Assoc. Elettrotechn. Ital.*, vol. VII, p. 369 et 597 ; 1903; — *J. de Phys.*, 4e série, t. III, p. 571 ; 1904.

(3) *Gazette chimique italienne*, 1900, XXX, p. 405.

valle de température où a lieu la dissociation, et pour établir une relation reliant les deux phénomènes. Il retrouve l'allure anormale de cette conductibilité, qui dépend d'ailleurs de la pression, de la température, et qui est plus grande que celle de tous les gaz non dissociables ; enfin le coefficient de conductibilité est approximativement proportionnel au coefficient de dissociation.

Q. MAJORANA. — Su di una proprieta caustica delle fiamme manometriche (Sur une propriété des flammes manométriques). — P. 35.

Une flamme manométrique convenablement utilisée peut provoquer des vibrations dans l'air ambiant et reproduire le son qui cause ses variations d'intensité; il suffit de faire agir sur elle un courant d'air, par exemple en soufflant avec la bouche ou avec un chalumeau. Ce phénomène est comparable à celui de l'arc chantant.

F. GARELLI et P. FALCIOLA. — Ricerche crioscopiche sopra soluzioni di gas in liquidi (Recherches cryoscopiques sur les solutions des gaz dans les liquides). — P. 37.

M. Raoult a indiqué que tout gaz dissous dans un liquide en abaisse le point de congélation ; mais on n'a pas fait d'expériences à ce sujet. Il n'est pas facile d'obtenir l'abaissement maximum, qui correspondrait à la solution saturée de gaz à une température très voisine du point de congélation du dissolvant : comme on a deux composants indépendants (dissolvant et corps dissous) et trois phases (glace, solution et mélange gazeux), l'équilibre est monovariant; pour avoir un point multiple, c'est-à-dire un abaissement maximum, il faudrait une quatrième phase, séparation du gaz solidifié ou liquéfié, ou séparation d'un composé du gaz et du dissolvant (hydrate).

Les auteurs se sont limités à maintenir le liquide à une température constante, proche de son point de congélation, à saturer alors le liquide de gaz, et à mesurer l'abaissement du point de congélation ; puis, avec des solutions plus pauvres en gaz, ils ont étudié l'allure du phénomène aux diverses concentrations ; ils donnent à chaque concentration l'abaissement obtenu, le coefficient d'abaissement, l'abaissement moléculaire et le poids moléculaire correspondant. — Ils ont étudié les solutions du gaz sulfurique dans l'eau (assez peu dissocié), du gaz carbonique dans l'eau (assez peu dissocié), du gaz

carbonique dans le benzol (non dissocié), de l'acétylène dans le benzol.

Quand un gaz se dissout dans un liquide quelconque avec le poids moléculaire théorique, de l'abaissement maximum Δ du point de congélation il sera facile de déduire la concentration c par la formule :

$$c = \frac{m\Delta}{k},$$

m étant le poids moléculaire du gaz, et k la constante cryoscopique du dissolvant. Si le gaz se dissocie, on substitue à la valeur théorique du poids moléculaire sa valeur réelle. Les auteurs étudient les solutions de divers gaz (SO^2, CO^2, C^2H^2, Az^2O) dans l'eau, le benzol, les acides acétique et formique, etc. — Les résultats obtenus pour le coefficient de solubilité sont d'accord avec ceux des auteurs qui les avaient déterminés par les méthodes ordinaires.

F. FLORIO. — Un distillatore per mercurio, un sifone ed alcune pompe (Un appareil à distiller le mercure, un siphon et quelques pompes). — P. 48.

L. MAGRI. — Relazioni fra l'indice di rifrazione e la densità dell'aria (Relations entre l'indice de réfraction et la densité de l'air). — P. 81.

L'auteur rappelle les nombreuses recherches faites pour établir une relation entre l'indice de réfraction d'un gaz et sa densité, ainsi que les trois lois proposées :

$\frac{n^2 - 1}{d} = C^{te}$, dérivant directement de la théorie de l'émission ;

$\frac{n - 1}{d} = C^{te}$, donnée expérimentalement par Beer, puis par Gladstone et Dale ;

$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \cdot \frac{1}{d} = C^{te}$, tirée de la théorie électromagnétique de la lumière simultanément par L. Lorenz et H.-A. Lorentz. Les résultats trouvés jusqu'ici sont assez discordants.

M. Magri a étudié la réfraction de l'air sous diverses pressions. Il mesure l'indice par la méthode interférentielle et la densité par la méthode de Gale [1]. Voici ses résultats :

1° L'indice de réfraction de l'air sous des pressions croissantes

---

[1] *Phys. Rev.*, XIV, p. 1 ; 1902.

croît beaucoup plus rapidement que ce que l'exige la première loi;

2° La quantité $\frac{n-1}{d}$ croît aussi avec la pression, mais moins que la quantité $\frac{n^2-1}{d}$;

3° La quantité $\frac{n^2-1}{n^2+2}\cdot\frac{1}{d}$ semble au contraire se maintenir suffisamment constante, si on excepte les valeurs obtenues au-dessous de 30 atmosphères, valeurs qui ne peuvent avoir la précision des autres, parce qu'à de si petites pressions le densimètre n'a pas une grande sensibilité.

E. DANIELE. — Sulla teoria meccanica dell'attrito (Sur la théorie mécanique du frottement). — P. 109.

Contribution à l'étude de la nouvelle théorie du frottement, inaugurée par M. Painlevé dans ses leçons sur le frottement.

M. CANTONE. — Sulle recenti ricerche di elettrostrizione (Sur les recherches récentes d'électrostriction). — P. 126.

L'auteur rappelle d'abord les premiers travaux de M. More, déjà discutés dans ce journal par M. Sacerdote (1). Puis il discute successivement les expériences de M. Shearer (2), les nouveaux travaux de M. More (3), qu'il trouve insuffisants, enfin les recherches de MM. Wüllner et Max Wien (4).

Luciano ORLANDO. — Sopra alcuni problemi di equilibrio elastico (Sur quelques problèmes d'équilibre élastique). — P. 161.

Cesare FORNARI. — Sopra l'esperienza del Neugschwender (Sur l'expérience de Neugschwender). — P. 165.

M. Fornari répète l'expérience de Neugschwender (5). Il trouve que les dépôts électrolytiques sont formés d'un nombre prodigieux

(1) *J. de Phys.*, 3e s., t. X, p. 200; 1901.
(2) *The Physical Review*, t. XIV, p. 89; — *J. de Phys.*, 4e s., t. I, p. 526; 1902.
(3) *Philosophical Magazine*, 6e s., t. II, p. 527; — *J. de Phys.*, 4e s., t. I, p. 165; 1902.
(4) *Drudes Annalen*, t. XI, p. 1217; 1902; t. XI, p. 619; 1903. — *J. de Phys.*, 4e s., t. II, p. 317 et 823; 1903.
(5) *Wied. Ann.*, t. LXVII; 1899; — *J. de Phys.*, 3e s., t. VIII, p. 290 et 562; 1899.

de particules métalliques infinitésimales; tant qu'elles sont humides, on peut facilement renouveler les alternatives d'augmentation et de diminution de la résistance; ceci devient impossible dès qu'elles sont desséchées. L'action thermique des ondes électriques est suffisante pour vaporiser cette eau, d'où l'augmentation de résistance. Dès que les ondes cessent, le liquide recommence à s'insinuer dans les intervalles des particules métalliques, et la résistance diminue de nouveau.

A. STEFANINI et L. MAGRI. — Azione del radio sulla scintilla elettrica (Action du radium sur l'étincelle électrique). — P. 170.

Les auteurs étudient les systèmes d'électrodes formés de deux pointes, de deux petites sphères, d'un disque et d'une sphère, et enfin d'une pointe et d'un disque. Si la décharge a lieu entre deux petites sphères, ou entre une sphère ou une pointe positive et un disque négatif, elle sera facilitée par l'action du radium pour de petites distances explosives, empêchée pour des distances plus grandes. Si la sphère ou la pointe sont négatives et le disque positif, on a seulement empêchement pour les petites distances explosives dans un intervalle étroit, l'action étant généralement nulle. Entre la pointe ou la sphère et le disque, on peut avoir une longueur d'étincelle telle que l'étincelle soit facilitée pour la pointe ou la sphère positive et empêchée en intervertissant les pôles.

G.-P. GRIMALDI et C. ACCOLLA. — Sopra un apparecchio per la misura di piccoli allungamenti (Sur un appareil pour la mesure des petits allongements). — P. 202.

Les auteurs emploient un appareil fondé sur la méthode du miroir tournant, analogue à celui de Nagaoka (1), et d'une très grande sensibilité.

G.-P. GRIMALDI et G. ACCOLLA. — Influenza delle onde elettriche e del magnetismo sull' isteresi elastica del ferro (Influence des ondes électriques et du magnétisme sur l'hystérésis élastique du fer). — P. 204.

L'action des ondes électriques sur l'hystérésis magnétique du fer

(1) *Philosophical Magazine*, 5e s., t. XXXVII, p. 131; — *J. de Phys.*, 3e s., t. IV, p. 32; 1905.

a conduit les auteurs à étudier leur action sur son hystérésis élastique. Ils ont étudié avec l'appareil précédent un cycle unilatéral de traction produit par des charges assez grandes, en éliminant soigneusement les causes d'erreur secondaires. Les expériences démontrent que dans un fil de fer recuit l'aire du cycle d'hystérésis élastique diminue sous l'action des ondes électriques, cette diminution arrivant dans certains cas jusqu'à 20 0/0.

Ils ont examiné aussi les variations de cette aire par l'aimantation dans un champ uniforme; les mesures réussissent moins bien à cause de l'échauffement produit par le courant magnétisant; on a encore une diminution de l'aire, mais notablement plus petite. Cette diminution est en relation avec les variations du module d'élasticité du fer par l'aimantation et avec la variation du décrément logarithmique des oscillations du fil soumis à une torsion dans un champ magnétique.

EMILIO ODDONE. — Per l'estensione di una legge acustica (Pour l'extension d'une loi acoustique). — P. 209.

On sait que, dans un ébranlement périodique de l'air produit d'une façon quelconque, se produisent, outre la vibration de l'air de la même période, une série de vibrations harmoniques plus rapides. Cette loi d'Helmholtz, vérifiée pour l'air, les fluides, les cordes et les lames vibrantes, n'a pas été étudiée pour des solides indéfinis. L'auteur se propose de le faire ; il prend pour solide indéfini la terre, les ébranlements étant produits par les secousses terrestres, et les sismomètres servant de résonateurs. Il croit pouvoir affirmer l'existence des harmoniques et l'extension à ce cas de la loi d'Helmholtz.

G. MARTINELLI. — Elettrizzazione di alcuni dielettrici amorfi mediante compressione (Electrisation de quelques diélectriques amorphes par la compression). — P. 212.

L'auteur étudie diverses variétés de caoutchouc, le verre, le soufre, la paraffine, la gomme laque; il produit soit une compression brusque par la chute d'un poids, soit une compression graduelle par un jet rapide de mercure tombant dans un vase placé sur le diélectrique. Il trouve sur la face pressée du diélectrique une charge de signe déterminé, propre à chaque diélectrique, et une charge de

signe contraire sur la face opposée. Les charges croissent avec la surface comprimée et avec la force de compression.

P. CARDANI. — Sulla dispersione elettrica prodotta dai raggi del Röntgen (Sur la dispersion électrique produite par les rayons de Röntgen). — P. 241.

Le but de ces recherches est l'étude de la dispersion électrique par les rayons Röntgen par rapport aux divers éléments desquels dépend la décharge qui est la cause excitatrice de ces rayons. L'auteur emploie la décharge de condensateurs en cascade, et il mesure la dispersion électrique par un électromètre Mascart. Il étudie les relations entre la dispersion et le nombre des décharges, entre la dispersion et la pression, entre la dispersion et la différence de potentiel aux électrodes du tube, entre la dispersion et la capacité. La dispersion électrique pour des capacités peu élevées croît proportionnellement au carré de la différence de potentiel entre les électrodes, et pour les différences de potentiel peu élevées proportionnellement à la quantité d'électricité qui prend part à la décharge ; donc, en somme, elle croît proportionnellement à l'énergie disponible entre les électrodes du tube. — La quantité d'énergie qui, transportée par les rayons X, est dépensée dans l'ionisation de l'air traversé, croît proportionnellement à cette énergie.

Pour obtenir dans un tube Röntgen les conditions les plus favorables à l'émission des rayons X par les décharges des condensateurs, il faudra réduire la pression à la valeur pour laquelle la décharge ne donne pas de luminosité dans le tube, employer les différences de potentiel le plus élevées possible et envoyer à travers le tube la plus grande quantité d'électricité. — L'auteur a enfin vérifié, par des épreuves photographiques, la proportionnalité entre la dispersion et les effets photographiques, déjà obtenue par Righi, Donati, etc.

G. PICCIATI. — Sull'influenza dei dielettrici solidi sul campo magnetico generato dalla convezione elettrica (Sur l'influence des diélectriques solides sur le champ magnétique engendré par la convection électrique). — P. 267.

L'auteur rappelle d'abord les travaux simultanés de MM. Pender et Crémieu et ceux de M. V. Karpen. C'est à l'expérience à décider quelle est la cause des résultats négatifs de M. Crémieu. Mais on

peut étudier la question théoriquement, en déterminant quelle altération produira, dans le champ électromagnétique dû à la translation uniforme d'une charge électrique parallèlement à un plan conducteur indéfini, la présence d'une couche mince d'un diélectrique solide d'épaisseur constante étendu sur ce plan. On peut donner de ce problème une solution approchée, qui diffère de la solution rigoureuse par des quantités absolument négligeables au point de vue pratique. On est alors conduit au résultat suivant : cette couche de diélectrique n'apporte pas d'altération sensible au champ électromagnétique de la charge en mouvement, quand on néglige les termes en a^2, a étant le rapport entre la vitesse de la convection et la vitesse de la lumière; c'est précisément la conclusion de M. Vasilesco Karpen.

E. ODDONE. — **Per lo studio della temperatura dell'aria alla sommita del monte Rosa (Pour l'étude de la température de l'air au sommet du mont Rose). — P. 280.**

L'auteur étudie les variations présumées de la température de l'air à la station du sommet du mont Rose. On a trois moyens de prévoir la température moyenne pour chaque mois de l'année, soit en partant de la température au bas du mont et appliquant la formule reliant la température à l'altitude, soit en se servant des observations thermométriques pendant des ascensions aérostatiques à des altitudes analogues, soit en se servant des températures rapportées dans diverses relations d'alpinistes. M. Oddone discute la variation journalière et la variation annuelle, la moyenne annuelle, les minima et maxima absolus, l'amplitude journalière et l'amplitude annuelle (différence des moyennes extrêmes).

. ZONTA. — **Su lo spettro emesso dai tubi di Geissler nel campo magnetico (Sur le spectre émis par les tubes de Geissler dans le champ magnétique). — P. 321.**

L'auteur reprend l'examen de cette question, pour savoir s'il s'agit d'une action spécifique du magnétisme: il étudie l'hydrogène, le chlore, le brome, l'iode, le chlorure d'étain, le chlorure de silicium et l'azote. — Il a cherché à résoudre la question suivante: étant donné le spectre produit par le champ magnétique dans un tube à vide, est-il possible de le reproduire en employant seulement des

condensateurs? La réponse est affirmative : on n'a donc pas affaire avec une action spécifique du magnétisme ; ce phénomène n'a rien de commun avec le phénomène de Zeeman.

C. SCOTTI. — Su la risonanza ottica (Sur la résonance optique). — P. 334.

M. Scotti rappelle que M. Garbasso [1] a montré qu'un système de résonateurs de Hertz jouit de quelques-unes des propriétés optiques les plus importantes des corps matériels ; il résume les travaux de Rubens et Nichols [2] et ceux de Wood [3] ; ce dernier, s'occupant d'études sur la dispersion anomale et l'absorption des vapeurs des métaux alcalins, trouva sur les parois des ballons refroidis des dépôts métalliques qui, au microscope, se montrèrent formés de noyaux dont les dimensions était reliées simplement à la longueur d'onde des rayons réfléchis ; et il répéta avec eux les expériences de Garbasso. — Puis M. Kossonogoff [4] retrouva des résultats analogues avec le résidu du séchage de gouttes de solutions de dérivés de l'aniline, et M. Bock [5] fit des expériences relatives aux gouttes dans un jet de vapeur d'eau.

L'auteur distingue les premiers travaux, relatifs à des corpuscules métalliques isolés, et les derniers, où il n'y a que des particules diélectriques ; MM. Kossonogoff et Bock leur appliquant des raisonnements qui n'ont de valeur que pour les conducteurs. Il reprend donc ces derniers travaux, et il conclut que les résultats trouvés sont l'expression de circonstances purement fortuites.

G. PICCIATI. — Flusso di energia e radiazione nel campo elettromagnetico generato dalla convezione elettrica (Flux d'énergie et radiations dans le champ électromagnétique produit par la convection électrique). — P. 374.

Étude théorique de l'induction électrodynamique produite par une charge électrique se déplaçant d'un mouvement plan dans un diélectrique indéfini, impolarisable, en repos.

(1) *Atti di Torino*, XXVIII, 246, 816 ; 1893 ; — *J. de Phys.*, 3e s., t. II, 259 ; 1893 et 4e s., t. IV, 818 ; 1905.

(2) *Wied. Ann.*, IX, 456 ; 1897.

(3) *Philosoph. Mag.*, III, 396 ; et IV, 425 ; 1902 ; IV, 259 ; 1903 ; — *Phys. Zeitschrift*, IV, 338 ; 1903.

(4) *Phys. Zeitschrift*, IV, 208, 258, 518 ; 1903 : et V, 192 : 1904 ; — *Festschrift Boltzmann*, 882.

(5) *Phys. Zeitschrift*, IV, 339 et 404 ; 1903.

L. ORLANDO. — Sulla deformazione di un solido isotropo limitato da due piani paralleli (Sur la déformation d'un solide isotrope limité par deux plans parallèles). — P. 421.

A. BERNINI. — Sulla magnetizzazione di alcuni metalli alcalini (Sur l'aimantation de quelques métaux alcalins). — P. 441.

M. Bernini étudie l'aimantation du potassium, du sodium et du lithium à l'aide d'un appareil analogue à celui qui a servi à MM. Curie et Chènevau pour déterminer les constantes magnétiques des sels de radium. Il trouve, comme l'avait trouvé autrefois Lamy (1) pour les deux premiers métaux, que ces trois métaux sont faiblement magnétiques ; leurs coefficients d'aimantation sont respectivement égaux à :

$$0,5438 \,.\, 10^{-6}, \qquad 0,632 \,.\, 10^{-6}, \qquad 0,3836 \,.\, 10^{-5};$$

enfin ces coefficients diminuent avec la température, et ne subissent pas de variations brusques au changement d'état.

CHARLES TOUREN.

X. — Ielinek's Anleitung zur Ausführung, meteorologischer Beobachtungen nebst einer Sammlung von Hilfstafeln (Erster Teil, Stationen I bis IV Ordnung) (Instructions d'Ielinek pour la conduite des observations météorologiques, avec des tables ; 1re partie, stations du Ier jusqu'au IVe ordre). — Imprimerie de la Cour, Vienne, 1905, et en dépôt chez Wilhelm Engelmann, Leipzig.

Cette nouvelle édition des instructions météorologiques est destinée aux services de l'Autriche. Elle comprend, en plus d'une centaine de pages, la description détaillée de tous les instruments, leur mode d'observation et un appendice sur certains phénomènes spéciaux.

A. GALLOTTI.

F. PIOLA. — Condizioni di massimo effetto nel detector Marconi (Conditions du maximum d'effet dans un détecteur Marconi). — *Elettricista*, vol. XIV, fasc. 4; 1905.

Rappelons qu'un détecteur Marconi est constitué essentiellement par une substance magnétique qui parcourt un cycle déterminé sous

(1) *Ann. de Chim. et de Phys.*, 3e s., t. LI, p. 305 ; 1852.

l'action d'un champ périodique d'amplitude constante et de période supérieure à celle des vibrations acoustiques, et de telle façon que les variations de flux magnétique dans une bobine qui l'entoure et qui est fermée sur un téléphone n'y produisent aucun son. Mais, si on vient à superposer au premier champ un autre champ oscillatoire amorti, à période très courte, comme celui que produisent des ondes électriques, on entendra un son dans le téléphone par suite de la brusque variation d'intensité magnétique de la substance et du flux traversant la bobine.

Reprenant les explications données sur le fonctionnement de cet appareil par différents physiciens, M. Piola arrive à cette conclusion : pour obtenir des effets magnétiques réguliers, on devra s'arranger pour que les champs magnétiques dus aux ondes soient faibles. L'effet sera le plus sensible s'ils agissent sur du fer extrêmement divisé recuit pendant longtemps, placé dans un circuit magnétique fermé, porté à la saturation magnétique par le champ primitif ; l'onde devra agir au moment où le fer passe par un des points d'inflexion du cycle primitif et dans un sens concordant. En outre, le circuit où se trouve le téléphone devra être constitué d'une façon variable suivant la résistance de celui-ci.

F. PIOLA. — Effetti di campi magnetici oscillanti (Effets des champs magnétiques oscillants). — *Elettricista*, vol. XIV, fasc. 16 ; 1905.

L'auteur, dans un ordre de recherches analogue, essaie de donner une explication des variations d'hystérésis et des effets de magnétisme anormal observés sur le fer soumis à un champ magnétique oscillant à période assez longue, et au champ rapidement variable que donnent les ondes électriques.

F. PIOLA. — Determinazione diretta dello smorzamento nelle oscillazioni elettriche (Détermination directe de l'amortissement dans les oscillations électriques). — *Elettricista*, vol. XIV, fasc. 10 ; 1905.

Pour étudier l'amortissement des oscillations électriques parcourant un circuit (c'est-à-dire le rapport entre deux amplitudes successives), on peut employer l'équation de lord Kelvin. Mais elle néglige toutes les causes de déperdition d'énergie autres que l'effet Joule. De plus, il est difficile de calculer, même par les formules compli-

quées de Wien (1), les grandeurs (self-induction, résistance) entrant dans cette équation.

M. Piola a cherché à le mesurer expérimentalement en modifiant convenablement la méthode de Rutherford (2), reprise par miss Brooks (3), et en l'adaptant à des courants de petite amplitude.

A. GALLOTTI.

C. BENEDICKS. — Ueber die Anwendung der Van der Waalschen Zustandsgleichung für den festen Zustand (Sur l'application de la formule de Van der Waals à l'état solide). — *Zeitschrift für anorganische Chemie*, t. XLVII, p. 455; 1905.

Pour savoir si la formule de Van der Waals peut s'appliquer aux solides, on a cherché à en tirer diverses conséquences vérifiables à l'aide de chiffres connus. L'auteur discute à ce sujet les travaux de J. Traube (4). Celui-ci avait vérifié deux conséquences de la formule: la proportionnalité de la dilatation du covolume et de la quantité T; la concordance de la valeur de la pression intérieure avec la dureté du corps correspondant, en se servant pour ce dernier point de comparaison des résultats trouvés par Rudberg (5) et par Richard (6) par deux procédés différents. Mais M. Benedicks montre que ces résultats pourraient être obtenus en partant d'une équation différente et conclut en disant qu'on ne peut encore admettre la validité de l'équation de Van der Waals comme générale.

A. GALLOTTI.

(1) WIEN, *Drude's*, t. XVI, p. 1; 1905.
(2) F. RUTHERFORD, *Phil. Trans.*, S. A., t. CLXXXIX, p. 1.
(3) H. BROOKS, *Phil. Trans.*, S. C., t. II, p. 92.
(4) *Verh. d. d. phys. Ges.*, VII, p. 200; 1905.
(5) *Zeitschr. phys. Chem.*, t. XXXIII, p. 353; 1900.
(6) *Proc. Am. Acad. Arts and Sc.*, t. XXXVII, n° 1; — *Zeitschr. phys. Ch.*, t. XL, p. 176; 1902.

TABLE DES MATIÈRES (*suite*).

MAI 1906.

TABLE DES MATIÈRES.

MAI 1906.

(Voir la suite à la page 3.)

Paris. — Imprimerie Gauthier-Villars.

Le Gérant : J. [illegible].

Le Recueil paraît chaque mois.

JOURNAL
DE PHYSIQUE
THÉORIQUE ET APPLIQUÉE,

Fondé par J.-Ch. d'ALMEIDA

ET PUBLIÉ PAR

MM. E. BOUTY, G. LIPPMANN, E. MASCART,

H. POINCARÉ,

MM. B. BRUNHES, M. LAMOTTE ET G. SAGNAC,
adjoints à la rédaction

AVEC LA COLLABORATION

D'UN GRAND NOMBRE DE PROFESSEURS ET DE PHYSICIENS.

QUATRIÈME SÉRIE.

TOME V. — JUIN [illegible]

[illegible]

PARIS,

AU BUREAU DU JOURNAL DE PHYSIQUE,

[illegible], BOULEVARD ARAGO, [illegible]

[illegible] doit être adressé à M. Lucien Poincaré, [illegible]

[illegible] à M. [illegible], boulevard Arago, [illegible]

RÉFLEXIONS SUR LA THÉORIE CINÉTIQUE DES GAZ;

Par M. H. POINCARÉ.

§ 1. — Introduction.

La théorie cinétique des gaz laisse encore subsister bien des points embarrassants pour ceux qui sont accoutumés à la rigueur mathématique ; bien des résultats, insuffisamment précisés, se présentent sous une forme paradoxale et semblent engendrer des contradictions qui ne sont d'ailleurs qu'apparentes. Ainsi la notion d'un système de molécules, *molar geordnet* ou *molekular geordnet*, ne paraît pas définie avec une netteté suffisante.

L'un des points qui m'embarrassaient le plus était le suivant : il s'agit de démontrer que l'entropie va en diminuant, mais le raisonnement de Gibbs semble supposer qu'après avoir fait varier les conditions extérieures on attend que le régime soit établi avant de les faire varier de nouveau. Cette supposition est-elle essentielle, ou en d'autres termes, pourrait-on arriver à des résultats contraires au principe de Carnot en faisant varier les conditions extérieures trop vite pour que le régime permanent ait le temps de s'établir ? J'ai voulu éclaircir la question, sinon dans le cas général, au moins dans certains cas particuliers, plus simples que ceux qui sont réalisés dans la nature.

On verra plus loin ce que sont les gaz simplifiés que j'appelle gaz à une dimension, et dont l'étude, beaucoup moins compliquée que celle des gaz proprement dits, permet de mieux comprendre la raison et la portée de certains résultats paradoxaux.

Avant d'aller plus loin, je voudrais préciser le sens de l'intégrale par laquelle on a coutume de représenter l'entropie et faire à son sujet certaines distinctions qui me seront nécessaires dans la suite.

Soient x_1, x_2, ..., x_n, les quantités qui définissent l'état d'un système matériel, et

$$\frac{dx_i}{dt} = X_i, \tag{1}$$

les équations différentielles auxquelles satisfont ces quantités. Nous

supposerons que ces variables x ont été choisies de telle sorte que :

$$\sum \frac{\partial X_i}{\partial x_i} = 0. \tag{2}$$

C'est ce qui arrivera si ces variables sont les coordonnées rectangulaires des divers points matériels et les composantes de leurs vitesses.

Un système de valeurs des variables $x_1, x_2, \ldots, x_n$ constitue ce que Gibbs appelle une *phase ;* l'ensemble de toutes les phases satisfaisant à certaines inégalités s'appelle un domaine ; l'intégrale n^{ple} :

$$\int dx_1 dx_2 \ldots dx_n,$$

étendue à ce domaine, est ce que Gibbs appelle l'*extension en phase* de ce domaine. J'écrirai ordinairement $d\tau$ au lieu du produit $dx_1 dx_2 \ldots dx_n$.

Soit alors $P d\tau$ la probabilité pour que le système se trouve dans un certain domaine infiniment petit dont l'extension en phase est $d\tau$; alors l'entropie est généralement représentée par l'intégrale

$$\int P \log P d\tau, \tag{3}$$

étendue à toutes les phases.

Alors l'intégrale :

$$\int P d\tau,$$

étendue à un domaine fini quelconque, représente la probabilité pour que le système se trouve dans ce domaine, d'où il résulte que l'on a :

$$\int P d\tau = 1, \tag{4}$$

si l'intégrale est étendue à toutes les phases. De même, si φ est une fonction quelconque des variables x, la valeur probable de la fonction φ sera représentée par l'intégrale :

$$\int \varphi P d\tau, \tag{5}$$

étendue à toutes les phases.

Mais il faut insister sur le sens à attacher à la fonction P ainsi qu'aux intégrales (3), (4) et (5). Nous pouvons d'abord supposer que l'on a un nombre très grand de systèmes semblables; c'est ce qui arrive dans le cas des gaz à une dimension, où chaque molécule peut être regardée comme un pareil système ; c'est ce qui arrive encore dans le cas des gaz ordinaires, où l'on peut envisager un grand nombre de systèmes qui ne diffèrent les uns des autres que parce que les différentes molécules du gaz y sont permutées entre elles d'une manière quelconque. Nous pouvons supposer, de plus, que les conditions initiales du mouvement sont entièrement connues pour chacun de ces systèmes, et qu'il en est de même, par conséquent, de la situation du système à un instant quelconque. Dans ce cas la probabilité pour qu'un système se trouve dans un domaine donné à un instant donné n'est autre chose que le rapport du nombre des systèmes qui se trouvent à cet instant dans ce domaine au nombre total des systèmes. C'est ce que j'appellerai l'*hypothèse discontinue.*

Je puis supposer au contraire que, pour chaque système, les conditions initiales du mouvement ne sont pas entièrement connues, et que nous pouvons seulement évaluer la probabilité pour qu'à l'origine du temps le système envisagé se trouve dans un certain domaine; la situation du système à un instant ultérieur ne sera donc pas non plus entièrement connue ; tout ce que nous pourrons faire, ce sera d'évaluer la probabilité pour qu'à cet instant le système se trouve dans un domaine donné très petit dont l'extension en phase soit $d\tau$; nous représenterons cette probabilité par $pd\tau$ et, en général, p sera une fonction continue des x. Si, au lieu d'un seul système, nous avons, comme tout à l'heure, un très grand nombre de systèmes semblables, la probabilité pour qu'un système soit dans le domaine $d\tau$ sera :

$$Pd\tau = \frac{\Sigma p}{N} d\tau,$$

N étant le nombre total des systèmes, et P sera encore une fonction continue des x. Cette probabilité sera donc le rapport du nombre *probable* des systèmes qui se trouvent à cet instant dans ce domaine au nombre total des systèmes. C'est là ce que j'appellerai l'*hypothèse continue.*

Soit maintenant un domaine fini D dont l'extension en phase soit δ ; soit $\Pi\delta$ la probabilité pour que le système soit dans ce

domaine. Si le domaine δ devient de plus en plus petit, de façon à se réduire finalement à un domaine $d\tau$ infiniment petit, qu'arrivera-t-il de Π? Le résultat est bien différent dans les deux hypothèses : dans l'hypothèse discontinue, Π tendra vers zéro ou vers $+\infty$, suivant qu'il n'y aura pas effectivement ou qu'il y aura un système au centre du domaine $d\tau$; il n'y aura pas de milieu; dans l'hypothèse continue, Π tendra vers la fonction continue P que nous venons de définir.

Les intégrales (3), (4), (5), sont, par définition, les limites des sommes :

$$\Sigma\Pi \log \Pi \,.\, \delta, \qquad \Sigma\Pi\delta, \qquad \Sigma\varphi\Pi\delta,$$

étendues à un certain nombre de domaines, qui, à eux tous, contiennent toutes les phases possibles ; ici δ représente l'extension en phase d'un de ces domaines et $\Pi\delta$ la probabilité correspondante. Les intégrales sont les limites vers lesquelles tendent ces sommes quand les domaines deviennent de plus en plus petits.

Dans l'hypothèse discontinue, cette limite est *infinie* en ce qui concerne l'intégrale (3), c'est-à-dire l'entropie, tandis que les deux autres intégrales se comportent comme des intégrales ordinaires.

Adoptons donc l'hypothèse continue. Il y aura néanmoins des cas où la somme $\Sigma\Pi \log \Pi\delta$ différera notablement de sa limite, tandis que les deux autres sommes différeront fort peu de la leur. Supposons, en effet, que les domaines δ soient très petits, et que cependant dans chacun d'eux la fonction P, quoique continue, prenne des valeurs très différentes; c'est ainsi, par exemple, que, si a est très petit, la fonction $\sin\frac{x}{a}$, quoique continue, peut prendre des valeurs très différentes dans le domaine défini par les inégalités $x_0 < x < x_0 + b$, lorsque b, quoique très petit d'une manière absolue, est grand par rapport à a. Dans ce cas l'expression $\Pi \log \Pi\delta$, relative à l'un de ces domaines, pourra différer beaucoup de l'intégrale :

$$\int P \log P d\tau,$$

étendue à ce domaine. Au contraire, on aura par définition pour ce même domaine :

$$\Pi\delta = \int P d\tau,$$

et, si le domaine est assez petit pour que la fonction φ n'y varie pas

beaucoup, $\varphi\Pi\delta$ sera sensiblement égal à :

$$\int \varphi P d\tau.$$

Nous sommes ainsi conduits à distinguer l'*entropie grossière* de l'*entropie fine*.

Faisons décroître les domaines δ ; si nous poussons jusqu'à la limite, la limite de $\Sigma\Pi \log \Pi\delta$ sera l'*entropie fine ;* elle sera finie dans l'hypothèse continue.

Si, au contraire, nous nous arrêtons quand les domaines δ sont devenus assez petits pour que nos moyens d'investigation habituels ne nous permettent pas de discerner deux phases intérieures à un même domaine, nous aurons l'*entropie grossière*. C'est l'entropie grossière qu'on envisage habituellement en physique.

L'entropie grossière est toujours plus petite que l'entropie fine.

Si en effet nous divisons un domaine δ en deux domaines partiels δ_1 et δ_2, et si les probabilités correspondantes sont $\Pi\delta$ pour le domaine total, $\Pi_1\delta_1$ et $\Pi_2\delta_2$ pour les domaines partiels, on aura :

$$\delta = \delta_1 + \delta_2, \qquad \Pi\delta = \Pi_1\delta_1 + \Pi_2\delta_2$$

et, par conséquent :

$$\Pi \log \Pi \,.\, \delta < \Pi_1 \log \Pi_1 \,\delta_1 + \Pi_2 \log \Pi_2 \,.\, \delta_2.$$

La somme $\Sigma\Pi \log \Pi\delta$ va donc toujours en augmentant quand on subdivise les domaines δ.

On sait que l'entropie grossière des physiciens va toujours en diminuant, *au moins quand on laisse au régime le temps de s'établir*. Au contraire nous allons voir que *l'entropie fine demeure toujours constante*.

Et en effet la fonction P satisfait aux équations différentielles évidemment équivalentes à cause de la relation (2) :

$$\frac{\partial P}{\partial t} + \sum X_i \frac{\partial P}{\partial x_i} = 0,$$
$$\frac{\partial P}{\partial t} + \sum \frac{\partial P X_i}{\partial x_i} = 0;$$

soit alors

$$S = \int P \log P d\tau = \int f(P)\, d\tau$$

l'entropie fine ; on aura :

$$\frac{dS}{dt} = \int f'(P) \frac{\partial P}{\partial t} d\tau$$

ou

$$\frac{dS}{dt} = -\sum \int f'(P) X_i \frac{\partial P}{\partial x_i} d\tau$$

ou à cause de (2) :

$$\frac{dS}{dt} = -\sum \int f'(P) X_i \frac{\partial P}{\partial x_i} d\tau - \sum \int f(P) \frac{\partial X_i}{\partial x_i} d\tau$$

$$\frac{dS}{dt} = -\sum \int \frac{\partial}{\partial x_i} [X_i f(P)]\, dx_1 dx_2 \ldots dx_n.$$

L'intégration par parties montre que cette dernière intégrale est nulle.

C. Q. F. D.

Les propriétés de l'entropie fine diffèrent donc beaucoup de celles de l'entropie grossière. On verra plus loin le parti qu'on peut tirer de ce fait.

§ 2. — Le problème des petites planètes.

Nous commencerons par traiter un problème analogue à celui de la théorie des gaz, mais beaucoup plus simple.

Supposons un très grand nombre de petites planètes décrivant des orbites circulaires (sans excentricité ni inclinaison, ni sans aucune perturbation bien entendu) ; soit l la longitude de l'une d'elles, et ω sa vitesse angulaire, de telle sorte que :

$$l = l_0 + \omega t, \qquad \omega = C^{te}.$$

De cette façon l'extension en phase est représentée par l'intégrale

$$\int dl d\omega = \int dl_0 d\omega.$$

Il s'agit de montrer qu'au bout d'un temps suffisamment long les longitudes de ces petites planètes seront uniformément distribuées.

Soit en effet, à l'instant 0,

$$f(l_0, \omega)\, dl_0 d\omega$$

le nombre des petites planètes dont la longitude est entre l_0 et $l_0 + dl_0$ et la vitesse angulaire entre ω et $\omega + d\omega$. Le nombre des petites planètes étant supposé très grand, nous pourrons traiter ce cas comme si dl_0 et $d\omega$ étaient des différentielles infiniment petites et f une fonction continue.

Soit alors

$$J = \int \cos(ml + h) f(l_0, \omega)\, dx_0 d\omega$$

une intégrale égale au nombre des planètes multiplié par la valeur *moyenne* de $\cos(ml + h)$. Il s'agit de démontrer que J tend vers zéro quand t croît indéfiniment. Or nous avons :

$$\cos(ml + h) = \cos(ml_0 + m\omega t + h) = \frac{d}{d\omega} \frac{\sin(ml_0 + m\omega t + h)}{mt}.$$

Nous avons donc, en intégrant par parties par rapport à ω :

$$J = -\frac{1}{mt} \int \sin(ml + h) \frac{df}{d\omega}\, dl_0 d\omega.$$

Or $\frac{df}{d\omega}$ est fini, puisque nous supposons la fonction f continue, de sorte que J tend vers zéro quand t augmente.

C. Q. F. D.

Occupons-nous de concilier ce résultat avec les lois ordinaires de la Mécanique. Ces lois nous apprennent d'abord que, dans certaines conditions, si un système a passé par un état, il repassera une infinité de fois infiniment près de cet état. C'est bien ce qui arrive ici ; supposons que toutes les vitesses angulaires ω soient commensurables entre elles et qu'au temps 0 toutes les longitudes des l_0 soient nulles et toutes les planètes en conjonction. Soit ε la commune mesure de toutes les vitesses ω.

Alors aux époques $\frac{2\pi}{\varepsilon}, \frac{4\pi}{\varepsilon}, \cdots$, toutes les planètes se retrouveront de nouveau en conjonction.

Si les ω ne sont pas commensurables, la conjonction de toutes les planètes ne peut être réalisée qu'une fois *d'une façon rigoureuse*, mais la théorie des fractions continues nous montre qu'elle le sera

une infinité de fois avec une approximation aussi grande qu'on le veut.

Si les planètes sont très nombreuses et que les vitesses angulaires ω soient commensurables, leur commune mesure ε ne pourra être que très petite, de sorte que l'intervalle de temps qui s'écoule entre deux conjonctions consécutives et qui est $\frac{2\pi}{\varepsilon}$ sera très grand. De même, si les ω ne sont pas commensurables, l'intervalle de temps qui s'écoulera entre deux conjonctions *approchées* consécutives sera d'autant plus grand que les planètes seront plus nombreuses et, d'autre part, que l'approximation exigée sera plus grande.

L'analyse qui précède montrerait que J tend toujours vers zéro et par conséquent qu'une conjonction même approchée ne peut se produire qu'une fois; mais c'est parce que cette analyse suppose les planètes *infiniment* nombreuses. Quelque nombreuses qu'elles soient, il y aura un retour de la conjonction; mais, comme le délai au bout duquel ce retour doit se réaliser croît avec le nombre des planètes, il devient infini quand ce nombre est lui-même regardé comme infini. Il n'y a donc pas de contradiction.

Venons à ce qui concerne la réversibilité. Si la longitude initiale avait été $-l_0$ au lieu de l_0, la longitude à l'époque $-t$ aurait été :

$$-l_0 - \omega t = -l.$$

Envisageons donc une fonction paire de l, et par exemple faisons $h = 0$ dans l'expression de J, de telle façon que

$$J = \int f \cos ml dl_0 d\omega.$$

Formons d'autre part une autre fonction J′ en posant :

$$J' = \int f \cos ml' dl_0 d\omega, \qquad f' = f(-l_0, \omega).$$

Il est clair d'après ce qui précède que

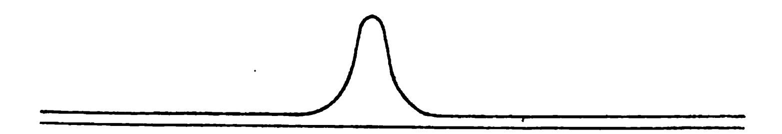
$$J'(t) = J(-t),$$

de sorte que la fonction J′ repassera dans l'ordre inverse par les mêmes phases que la fonction J. C'est en cela que consiste la réversibilité dans le problème qui nous occupe.

Cette réversibilité est-elle en contradiction avec les résultats que nous venons d'obtenir ?

Il suffit de revenir à l'expression de J donnée plus haut et qui contient t au dénominateur. Nous voyons que J tend vers zéro aussi bien quand t tend vers $-\infty$ que quand t tend vers $+\infty$.

La courbe de J en fonction de t serait de la forme suivante avec un pointement au milieu et la courbe s'écartant très peu de $J = o$, sauf pour t très voisin de zéro. La symétrie de cette courbe nous montre la réversibilité, ce qui est en concordance avec ce qui précède. Si les molécules, au lieu d'être infiniment nombreuses, sont seulement très nombreuses, il y aura plusieurs pointements, séparés par des intervalles où la courbe s'écarte très peu de $J = o$; mais ces intervalles sont tellement longs que cela revient pratiquement au même que s'il n'y avait qu'un seul pointement. Ces longs intervalles seront ce que j'appellerai le *temps de retour*.



Au lieu de former la fonction J à l'aide de l'expression $\cos(ml + h)$, nous pouvons la former à l'aide d'une fonction quelconque de l et de ω que nous appellerons $F(l, \omega)$ et qui sera assujettie seulement aux conditions

$$F(l + 2\pi, \omega) = F(l, \omega), \qquad \int_0^{2\pi} F(l, \omega)\, dl = o;$$

on a alors :

$$J = \int F(l, \omega) f(l_0, \omega) \, . \, dl_0 d\omega ;$$

supposons par exemple :

$$F(l, \omega) = (\cos ml + h)\, \varphi(\omega) ;$$

l'intégration par parties nous donnera encore :

$$J = -\frac{1}{mt} \int \sin(ml + h) \left[f \frac{d\varphi}{d\omega} + \varphi \frac{df}{d\omega} \right] dl_0 d\omega,$$

de sorte que J tendra encore vers zéro pour $t = \pm\infty$ et que la forme générale de la courbe restera la même. Il en sera de même si nous

prenons :

$$F(l, \omega) = \cos ml\varphi(\omega) + \sin ml\psi(\omega).$$

Mais il peut se faire que le pointement se trouve déplacé. Supposons, par exemple, que les planètes se trouvent à peu près en conjonction à l'époque zéro, de telle façon que $f(l_0, \omega)$ soit beaucoup plus grand pour l_0 voisin de zéro que pour les autres valeurs de l_0; alors, si nous prenons $F(l, \omega) = \cos ml$, le pointement aura lieu pour $t = 0$; mais, si nous prenons

$$F(l, \omega) = \cos ml \cos m\omega\tau + \sin ml \sin m\omega\tau,$$

le pointement aura lieu pour $t = \tau$. Si donc t est très grand, la répartition des planètes *paraît* uniforme, ce qui veut dire que J est sensiblement nul, quelle que soit la fonction $F(l, \omega)$, *pourvu toutefois que cette fonction satisfasse à la condition suivante :*

Il faut que la dérivée dF soit finie et par conséquent petite par rapport à t.

L'uniformité n'est cependant qu'apparente, puisque J ne serait plus nulle si la fonction F ne satisfaisait pas à cette condition.

Ainsi la distribution paraîtra uniforme et sans tendance systématique pour un œil grossier; il n'y aura pas d'*organisation apparente*. Et cependant il y aura une *organisation latente*, car si nous prenons $\tau = t$, et

$$F(l, \omega) = ml \cos m\omega\tau + \sin ml \sin m\omega\tau,$$

nous voyons que J n'est pas nulle. Les planètes qui, à l'époque zéro, se trouvaient sensiblement en ligne droite, se trouvent maintenant réparties sur une spirale, mais les spires de cette spirale sont trop serrées pour pouvoir être discernées.

Nous pouvons encore présenter la chose sous un autre biais. Soit N le nombre des planètes, telles que l et ω satisfassent à un certain nombre d'inégalités :

$$\Phi_i(l, \omega) > 0.$$

Considérons maintenant les inégalités *inverses*, c'est-à-dire les inégalités

$$\Phi_i(-l, \omega) > 0,$$

et soit N′ le nombre des planètes qui y satisfont.

Nous savons qu'à l'instant zéro les planètes étaient sensiblement en conjonction. Il résulte de ce qui précède qu'à l'instant t, si t est

positif et assez grand, la valeur probable de N sera égale à celle de N', pourvu que les dérivées de Φ_i soient finies et petites par rapport à t.

Mais il ne faudrait pas en conclure qu'un état (l, ω) est précisément aussi probable que l'état *inverse* ($-l$, ω); car l'égalité des valeurs probables de N et de N' ne subsiste pas si les fonctions Φ_i sont choisies de façon que leurs dérivées soient du même ordre que t. Nous reviendrons sur ce point.

§ 3. — Le gaz a une dimension.

On peut passer immédiatement du problème précédent à un cas se rapprochant déjà un peu plus de la théorie cinétique des gaz. Imaginons un gaz formé de molécules enfermées dans un vase en forme de parallélipipède rectangle. Toutes les trajectoires de ses molécules sont initialement parallèles entre elles et à l'une des arêtes de ce parallélipipède que nous prendrons pour axe des x. Dans ces conditions les molécules ne se choqueront jamais, elles ne rencontreront jamais les parois du vase, sauf celles qui sont perpendiculaires à l'axe des x, et, quand elles rencontreront ces dernières, elles les frapperont normalement, de sorte que leurs trajectoires, après réflexion, seront les mêmes qu'avant la réflexion, mais parcourues en sens contraire.

Nous pouvons supposer aussi que les centres de toutes les molécules parcourent une même droite qui sera l'axe des x; dans ce cas, elles se choqueront, mais leurs chocs mutuels ne changeront rien à l'état du gaz, parce qu'après s'être choquées elles échangeront leurs vitesses, chacune d'elles prenant la vitesse qu'avait l'autre avant le choc, de sorte que finalement tout se passera comme si, au lieu de s'être choquées, elles s'étaient traversées. Les deux images sont équivalentes; la seconde nous donne ce qu'on pourrait appeler *un gaz à une dimension*.

Soit alors

$$x = 0, \qquad x = \pi,$$

les deux parois sur lesquelles s'effectue la réflexion; soit x l'abscisse d'une molécule quelconque; nous allons définir sa *longitude*, et pour cela nous ferons la convention suivante : à un même point situé à l'intérieur du vase, nous pourrons attribuer indifféremment la longi-

tude x égale à son abscisse ou la longitude $-x$, ou encore $2\pi \pm x$, ou enfin $2K\pi \pm x$. Un point sera entièrement déterminé par sa longitude et par la condition que son abscisse soit comprise entre zéro et π.

Cela posé, la longitude l d'une molécule sera égale à son abscisse x, si cette molécule n'a encore subi aucune réflexion depuis l'instant zéro; on aura $l = -x$ si elle a subi une réflexion sur la paroi $x = 0$; on aura $l = 2\pi - x$ si elle a subi une réflexion sur la paroi $x = \pi$, Plus généralement on aura après un nombre quelconque de réflexions :

$$l = 2K\pi + \varepsilon x,$$

ε étant égal à ± 1, et K à un entier, et de telle façon que ε change de signe à chaque réflexion, et que K ne change pas après une réflexion sur $x = 0$ et se change en $K - \varepsilon$ après une réflexion sur $x = \pi$; ε étant la valeur de cette quantité *avant* la réflexion.

Dans ces conditions, comme la vitesse d'une molécule quelconque reste constante en grandeur et change de signe à chaque réflexion, la dérivée

$$\frac{dl}{dt} = \omega$$

reste constante pour chaque molécule.

(Il va sans dire que, si j'adopte la seconde image, celle du gaz à une dimension où les molécules échangent leurs vitesses quand elles se choquent, la proposition précédente ne sera vraie que si l'on convient d'attribuer à chaque molécule une individualité, qu'elle échangera avec celle de sa voisine au moment du choc, de la même façon qu'elles échangent leurs vitesses.)

L'extension en phase est encore représentée par $\int dl d\omega$.

Les lois du mouvement de nos molécules sont donc les mêmes que celles des planètes dans le paragraphe précédent; il est inutile d'y revenir; nous voyons entre autres choses que, quelle que soit la distribution initiale, au bout d'un temps suffisamment long le gaz paraîtra homogène.

Mais jusqu'ici nous avons supposé que les molécules gazeuses n'étaient soumises à aucune force extérieure. Il convient maintenant d'étudier l'influence d'une pareille force. Supposons que chaque molécule soit soumise à une force extérieure de telle façon que

l'on ait :

$$\frac{d^2x}{dt^2} = \frac{d\varphi}{dx},$$

$\varphi(x)$ étant la fonction des forces ; nous pourrons appeler cette fonction des forces $\eta'(l)$, en convenant que $\varphi(l) = \eta'(l)$, si l est compris entre O et π, et que $\eta'(l) = \varphi(2K\pi \pm l)$, si $2K\pi \pm l$ est compris entre O et π, et alors l'équation du mouvement devient :

$$\frac{d\omega}{dt} = \frac{d^2l}{dt^2} = \frac{d^2\eta}{dl^2},$$

et l'équation des forces vives s'écrira, en posant $\theta = -2\eta'$,

$$\omega^2 + \theta(l) = \omega_0^2,$$

ω_0 étant une constante pour chacune des molécules.

Si nous intégrons les équations du mouvement, nous trouverons :

$$l = \psi(\xi, \omega_0),$$

en posant

$$\xi = \omega_0 t + \xi_0.$$

ξ_0 étant une nouvelle constante d'intégration. Soit alors

$$f(\xi_0, \omega_0)\, d\xi_0\, d\omega_0$$

le nombre des molécules pour lesquelles les deux constantes d'intégration sont respectivement comprises entre ξ_0 et $\xi_0 + d\xi_0$ et entre ω_0 et $\omega_0 + d\omega_0$.

Formons alors l'intégrale :

$$J = \int \cos(m\xi + h)\, f(\xi_0, \omega_0)\, d\xi_0 d\omega_0;$$

l'intégration par parties nous donnera encore :

$$J = -\frac{1}{mt} \int \sin(m\xi + h)\, \frac{df}{d\omega_0}\, d\xi_0 d\omega_0,$$

ce qui montre que J tend vers zéro pour $t = \pm\infty$. Cela signifie que, au bout d'un temps t suffisamment long, le nombre ou le nombre probable des molécules contenues à l'intérieur d'un certain domaine est représenté par l'intégrale :

$$N = \int \Omega^{(0)} d\xi d\omega_0$$

étendue à ce domaine, $\Omega^{(0)}$ étant fonction seulement de ω_0. Dans le cas particulier où il n'y a pas de corps troublant, et où $\theta = 0$, $\omega_0 = \omega$,

$\xi = l$, nous écririons $= \mathrm{N}\int \Omega dl d\omega$, où Ω dépend seulement de ω. Il faut transformer cette intégrale en revenant aux variables l et ω_0. On trouve :

$$\mathrm{N} = \int \frac{\Omega^{(0)}}{\frac{dl}{d\xi}} dl d\omega_0 = \int \frac{\Omega^{(0)}\omega_0}{\omega} dl d\omega_0 = \int \frac{\Omega^{(0)}\omega_0}{\sqrt{\omega_0^2 - \theta(l)}} dl d\omega_0.$$

On en déduit également $\mathrm{N} = \int \Omega^{(0)} dl d\omega$, ce qui montre que $\Omega^{(0)}$ n'est autre chose, à un facteur constant près, que la fonction P du paragraphe 1.

Pour une même valeur de ω_0, la densité du gaz est donc inversement proportionnelle à $\sqrt{\omega_0^2 - \theta(l)}$; c'est-à-dire qu'elle est d'autant plus grande que $\theta(l)$ est plus grand. Donc le gaz se condense dans la partie où la fonction des forces est maximum ; si par exemple la force agissante est la pesanteur, le gaz se condense *vers le haut*. C'est là une propriété paradoxale des gaz à une dimension.

Mais nous devons observer qu'elle n'est vraie que si toutes les molécules, ou du moins la plupart d'entre elles, vont d'une paroi à l'autre. Il n'en serait pas ainsi si ω_0^2 était plus petit que le maximum de $\theta(l)$: dans ce cas, on ne pourrait donner à l que des valeurs telles que $\theta(l)$ soit plus petit que ω_0^2 ; il y aurait une région du vase où il n'y aurait aucune molécule admettant cette valeur de ω_0, et (ce serait la région inférieure dans le cas de la pesanteur) une autre région où il y en aurait, mais avec une densité variable, la densité croissant à mesure qu'on se rapproche de la limite des deux régions.

Tout dépend donc du nombre des molécules pour lesquelles la constante d'intégration est comprise entre ω_0 et $\omega_0 + d\omega_0$. Ce nombre est donné par la formule précédente, qui devient :

$$d\omega_0 \int_0^{\pi} \frac{\Omega^{(0)}\omega_0}{\sqrt{\omega_0^2 - \theta(l)}} dl.$$

Donc tout dépend de la fonction $\Omega^{(0)}$, et on conçoit qu'on puisse choisir cette fonction de telle façon que le gaz, sous l'influence de la pesanteur, par exemple, se condense vers le bas, et non pas vers le haut du vase.

§ 4. — Variations d'un gaz a une dimension.

La force qui engendre la fonction des forces $\theta(l)$ est due à l'action des corps extérieurs ; si la position de ces corps extérieurs varie, la fonction $\theta(l)$ variera également et il en sera de même, par conséquent, de l'état du gaz. Nous supposerons pour simplifier un seul corps extérieur C attirant les molécules gazeuses d'après la loi de Newton ou une loi analogue.

Supposons que le corps C soit d'abord trop éloigné pour exercer aucune action ; alors $\theta(l)$ est nul, et au bout d'un temps suffisamment long la distribution des molécules deviendra homogène, et sa densité dans le vase sera constante.

A l'époque t_0, j'approche brusquement le corps C ; la fonction $\theta(l)$ cesse d'être nulle ; au bout d'un temps suffisant, les molécules vont prendre une nouvelle distribution définie par les équations du paragraphe précédent. Si nous supposons que toutes les molécules soient animées de vitesses assez grandes, les constantes ω_0^2 seront toutes plus grandes que le maximum de $\theta(l)$, et alors, en vertu du résultat paradoxal démontré au paragraphe précédent, la densité du gaz, dans sa distribution finale, sera d'autant plus grande qu'on sera dans une région du vase plus éloignée du corps C.

A l'époque t_1, j'éloigne brusquement le corps C ; la fonction $\theta(l)$ redevient nulle, et au bout d'un temps suffisant, la distribution des molécules redevient homogène. Quand nous avons approché le corps C, ce corps, attiré par les molécules gazeuses, a subi un travail positif tendant à accroître sa force vive ; au contraire, quand, à l'époque t_1, nous avons écarté ce corps, il a subi un travail négatif. Mais, en valeur absolue, le travail positif est plus grand que l'autre. En effet, à l'époque t_0, la densité du gaz était homogène ; au contraire, à l'époque t_1, elle était plus grande dans les parties du vase les plus éloignées de C ; le gaz en moyenne s'était écarté de C et exerçait sur ce corps une attraction moindre.

Le travail total des forces appliquées à C est donc positif, et, en vertu du principe de la conservation de l'énergie, il faut que la température du gaz ait diminué. Il y a donc eu transformation de chaleur en travail. Ce résultat semble en contradiction avec le principe de Carnot. Mais, bien entendu, cette contradiction n'est qu'apparente. Dans un gaz à une dimension, soustrait à toute action extérieure,

les molécules conservent leur vitesse initiale ω ; il n'y a donc pas de tendance à la réalisation de la loi de Maxwell. La fonction que nous avons appelée Ω au paragraphe précédent peut être choisie d'une façon quelconque, et, une fois choisie, elle reste indéfiniment la même. Si nous approchions, puis que nous éloignions le corps C, la fonction Ω n'est plus la même après l'opération. Les vitesses ω ont diminué en moyenne, puisque la température a baissé, mais de plus elles ont eu une tendance à s'égaliser, et cela fait compensation, l'entropie du gaz dépendant non seulement de la température, mais encore de la fonction Ω, c'est-à-dire de la façon dont les vitesses sont distribuées.

Cela nous montre en même temps que les propriétés paradoxales du gaz à une dimension sont intimement liées à la constance des vitesses, c'est-à-dire à cette indépendance des molécules qui fait que chacune d'elles conserve sa vitesse, sans chercher à la mettre d'accord avec celles de ses voisines.

Bien que le phénomène se présente sous une forme, pour ainsi dire, inverse de la forme habituelle, il n'en est pas moins irréversible, et il va par conséquent nous permettre de mieux analyser les causes de l'irréversibilité universelle. On serait tenté de raisonner comme il suit : quel est, à l'époque $\frac{t_0+t_1}{2}$, le nombre probable N des molécules dont la longitude l et la constante ω_0 satisfont à un certain nombre d'inégalités :

$$\Phi_i\left(l, \frac{\omega_0}{dt}\right) > 0 ?$$

Il sera représenté par l'intégrale :

$$N = \int \frac{\Omega^{(0)}\omega_0}{\sqrt{\omega_0^2 - \theta(l)}}\, dl d\omega_0,$$

étendue au domaine défini par ces inégalités. Comme $\theta(l) = \theta(-l)$, cette intégrale ne changera pas quand on remplacera nos inégalités par les inégalités inverses :

$$\Phi_i(-l, \omega_0) > 0.$$

On serait tenté de conclure que l'état (l, ω_0) est précisément aussi probable que l'état inverse (l, ω_0) où les molécules occupent les mêmes positions, mais avec des vitesses de sens contraire. Or si, à

l'instant $\frac{t_0 + t_1}{2}$, nous renversons ainsi toutes les vitesses, le gaz passera par les mêmes états que dans l'hypothèse primitive, mais dans l'ordre inverse, c'est-à-dire que l'état qu'il avait dans la première hypothèse à l'instant $\frac{t_0 + t_1}{2} + h$, il l'aura dans la deuxième hypothèse à l'instant $\frac{t_0 + t_1}{2} - h$. En particulier, au lieu d'être plus chaud à l'époque t_0 qu'à l'époque t_1, il sera plus froid.

Il y aurait donc réversibilité, et le phénomène inverse serait précisément aussi probable que le phénomène direct. Mais il n'en est rien. Nous *savons* que, à l'époque t_0, le gaz avait une densité homogène ; pour que les états (l, ω_0) et $(-l, \omega_0)$ soient précisément aussi probables, il faudrait que le nombre probable N défini plus haut ne changeât pas quand on change l en $-l$. Or cela n'est vrai que si les dérivées des fonctions Φ_i (premiers membres des inégalités) sont finies; cela ne serait plus vrai si elles sont très grandes, de l'ordre de l'intervalle $\frac{t_1 - t_0}{2}$. C'est ce que nous avons déjà expliqué à la fin du paragraphe 2, et c'est ce qui explique le paradoxe. Si, à l'instant $\frac{t_0 + t_1}{2}$, le système n'avait ni organisation apparente, ni organisation latente, les deux états inverses seraient également probables. Mais, s'il perd promptement toute organisation apparente, il conserve longtemps une organisation latente, et il ne la perdrait que si le temps $\frac{t_1 - t_0}{2}$ était comparable à ce que j'ai appelé au paragraphe 2 le *temps de retour*.

§ 5. — Calcul complet dans un cas particulier.

Mais, avant d'aller plus loin, je vais chercher avec plus de détails ce que devient la distribution des vitesses après le processus que nous venons de décrire. A l'instant t_0, le nombre des molécules satisfaisant à certaines inégalités est représenté par l'intégrale :

$$\int \Omega dl d\omega,$$

étendue au domaine défini par ces inégalités, et Ω ne dépend que de ω.

A l'instant t_1, la longitude et la vitesse de la molécule (qui étaient l

et ω à l'époque t_0) sont devenues l' et ω', et l'on a :

$$\omega^2 + \theta(l) = \omega'^2 + \theta(l').$$

La distribution se fait maintenant en raison inverse de la vitesse ω' ; ainsi les $\Omega dl d\omega$ molécules, dont la longitude et la vitesse étaient à l'instant t_0 comprises entre l et $l + dl$ et entre ω et $\omega + d\omega$, sont maintenant réparties de façon qu'il y en ait

$$\frac{K}{\omega'} dl' dl d\omega$$

dont la longitude soit comprise entre l' et $l' + dl'$; K est une constante ne dépendant que de l et de ω, et l'on a par conséquent :

$$(1) \qquad K \int_0^{2\pi} \frac{dl'}{\omega'} = \Omega,$$

ce qui détermine K. Le nombre des molécules dont la longitude et la vitesse sont à l'instant t_1 comprises entre l' et $l' + dl'$ et entre ω' et $\omega' + d\omega'$ est alors :

$$\int \frac{K dl' dl d\omega}{\omega'} = \int \frac{K dl' dl d\omega'}{\omega}.$$

On doit intégrer par rapport à l seulement de 0 à 2π ; si l'on veut le nombre des molécules dont la vitesse est comprise entre ω' et $\omega' + d\omega'$, on intégrera de 0 à 2π par rapport à l et à l' ; le résultat de cette intégration devra s'appeler :

$$2\pi\Omega' d\omega',$$

d'où :

$$(2) \qquad 2\pi\Omega' = \iint \frac{dl dl'}{\omega},$$

et nous fera connaître la nouvelle répartition des vitesses.

Pour pouvoir pousser le calcul jusqu'au bout, nous allons supposer θ très petit ; nous écrirons θ et θ' au lieu de $\theta(l)$, $\theta(l')$, et nous supposerons :

$$\int_0^{2\pi} \theta dl = 0, \qquad \int_0^{2\pi} \theta^2 dl = 2\pi A^2,$$

c'est-à-dire que A^2 sera la valeur moyenne de θ^2. Dans ces conditions, il vient :

$$\frac{1}{\omega'} = \frac{1}{\omega} - \frac{1}{2}\frac{\theta - \theta'}{\omega^3} + \frac{3}{8}\frac{(\theta - \theta')^2}{\omega^5},$$

et l'équation (1) donne par conséquent :

$$K\left[\frac{2\pi}{\omega} - \frac{\pi\theta}{\omega^3} + \frac{3\pi}{4}\frac{\theta^2 + A^2}{\omega^5}\right] = \Omega;$$

d'où :

$$K = \frac{\Omega\omega}{2\pi}\left[1 + \frac{\theta}{2\omega^2} + \frac{\theta^2}{4\omega^4} - \frac{3}{8}\frac{\theta^2 + A^2}{\omega^4}\right].$$

Mais il faut maintenant s'efforcer d'obtenir $\frac{K}{\omega}$ en fonction de ω', l et l'. Nous savons que Ω est fonction de ω seulement ; nous pouvons l'écrire $\Omega(\omega)$, et nous poserons alors :

$$\Omega(\omega') = \Omega_0, \qquad \frac{d\Omega(\omega')}{d\omega'} = \Omega_1, \qquad \frac{d^2\Omega(\omega')}{d\omega'^2} = \Omega_2.$$

Nous aurons alors avec le même degré d'approximation :

$$\Omega = \Omega_0 + \Omega_1\frac{\theta' - \theta}{2\omega'} - \frac{\Omega_1}{8}\frac{(\theta' - \theta)^2}{\omega'^3} + \frac{\Omega_2}{2}\frac{(\theta' - \theta)^2}{4\omega'^2},$$

et d'ailleurs avec un degré de moins :

$$\frac{1}{\omega^2} = \frac{1}{\omega'^2} - \frac{\theta' - \theta}{\omega'^4};$$

d'où finalement :

$$\frac{K}{\omega} = \frac{\Omega_0}{2\pi}\left[1 + \frac{\theta}{2\omega'^2} - \frac{\theta(\theta' - \theta)}{2\omega'^4} + \frac{\theta^2}{4\omega'^4} - \frac{3}{8}\frac{\theta^2 + A^2}{\omega'^4}\right] + \\ + \frac{\Omega_1}{2\pi}\left[\frac{\theta' - \theta}{2\omega'} - \frac{(\theta' - \theta)^2}{8\omega'^3} + \frac{(\theta' - \theta)\theta}{4\omega'^3}\right] - \frac{\Omega_2}{2\pi}\frac{(\theta' - \theta)^2}{8\omega'^2},$$

d'où par l'équation (2) :

$$\Omega' = \Omega_0 - \frac{\Omega_1 A^2}{2\omega'^3} + \frac{\Omega_2 A^2}{4\omega'^2},$$

ou, ce qui revient au même :

$$\Omega' = \Omega_0 + A^2\frac{d}{d\omega'}\frac{\Omega_1}{4\omega'^2}.$$

Je mets cette expression sous cette dernière forme afin de vérifier

que, comme il convient, le nombre total des molécules n'a pas changé.

Soient V et V′ la force vive aux instants t_0 et t_1, de sorte que $V = 2\pi \int \Omega\omega^2 d\omega$ ou, en changeant ω en ω' et Ω en Ω_0, ce qui est un simple changement de notation :

$$V = 2\pi \int \Omega_0 \omega'^2 d\omega', \qquad V' = 2\pi \int \Omega' \omega'^2 d\omega' ;$$

il vient par intégrations par parties successives :

$$\frac{V' - V}{2\pi A^2} = \int \omega'^2 d \frac{\Omega_1}{4\omega'^2} = -\int \Omega_1 \frac{d\omega'}{2\omega'} = -\int \frac{\Omega_0 d\omega'}{2\omega'^2} < o,$$

ce qui confirme le paradoxe signalé plus haut. *Observons toutefois que ce résultat* n'est vrai que si Ω est divisible par ω^2 ; sans cela l'intégrale précédente n'est plus finie à cause de la présence de ω'^2 au dénominateur. Plus généralement envisageons d'autres fonctions analogues à la force vive, et soit, en désignant par φ une fonction quelconque de ω' :

$$V = \int \Omega_0 \varphi(\omega')\, d\omega', \qquad V' = \int \Omega' \varphi(\omega')\, d\omega' ;$$

on aura :

$$\frac{V' - V}{A^2} = \int \varphi d \frac{\Omega_1}{4\omega'^2} = -\int \Omega_1 \frac{\varphi' d\omega'}{4\omega'^2} = \int \Omega_0 d\omega' \frac{d}{d\omega'} \frac{\varphi'}{4\omega'^2} ;$$

de sorte que $V' - V < o$ si $\frac{d}{d\omega'} \frac{\varphi'}{4\omega'^2}$ est constamment négatif. Si par exemple :

$$\varphi = \omega'^K, \quad \varphi' = K\omega'^{K-1}, \quad \frac{\varphi'}{4\omega'^2} = \frac{K}{4}\omega'^{K-3}, \quad \frac{d}{d\omega'} \frac{\varphi'}{4\omega'^2} = \frac{K(K-3)}{4} \omega'^{K-4}.$$

Si K est pair et > 3, cette expression est constamment positive. Plus généralement construisons une courbe en prenant pour abscisses ω'^3 et pour ordonnées φ, tout dépendra si la convexité de la courbe est ou non tournée vers l'origine. Toutes ces fonctions, sans être l'entropie, jouissent donc dans ce cas particulier de propriétés analogues.

Faisons maintenant le calcul avec l'entropie :

$$\int P \log P d\tau = \int P \log P dl d\omega ;$$

comme Ω est proportionnel à P et ne dépend pas de l, elle est liée par une relation linéaire à l'intégrale $\int \Omega \log \Omega d\omega$; mais celle-ci peut s'écrire

$$\int \Omega_0 \log \Omega_0 d\omega',$$

car on passe de l'une à l'autre en changeant ω en ω', c'est-à-dire par un simple changement de notation.

Son accroissement, en posant $\Omega = \Omega_0 + \delta\Omega$, sera :

$$\int (1 + \log \Omega_0) \delta\Omega d\omega' = A^2 \int (1 + \log \Omega_0) d \frac{\Omega_1}{4\omega'^2},$$

ou, en intégrant par parties :

$$- A^2 \int \frac{\Omega_1}{4\omega'^2} \frac{d\Omega_0}{\Omega_0} = - A^2 \int \left(\frac{\Omega_1}{2\omega'\Omega_0}\right)^2 \Omega_0 d\omega' < 0.$$

C. Q. F. D.

§ 6. — Étude de l'entropie.

Ainsi l'entropie va sans cesse en diminuant, de même que la force vive. Mais il importe de remarquer que le résultat relatif à l'entropie est beaucoup plus général que celui qui se rapporte à la force vive. Ce dernier n'est vrai, nous l'avons vu, que si on suppose les vitesses initiales assez grandes pour que l'on soit assuré que toutes les molécules iront d'une paroi à l'autre. Revenons au contraire à l'entropie, que nous définirons par l'intégrale :

$$\int\int P \log P dl d\omega,$$

étendue au vase entier, P étant choisi de telle façon que la probabilité pour qu'une molécule soit dans un domaine quelconque représentée par l'intégrale :

$$\int\int P dl d\omega = \int P d\tau,$$

étendue à ce domaine.

Je suppose que la fonction P soit une fonction quelconque assujettie à être positive et à la condition unique :

$$\int\int P dl d\omega = C^{te},$$

et je cherche quel est le minimum de l'intégrale

$$\int\int P \log P dl d\omega.$$

Les deux intégrales sont supposées étendues à un même domaine D. Il est aisé de voir que ce minimum sera atteint quand la fonction P sera constante ; et cela resterait vrai si, au lieu de P log P, nous avions une fonction quelconque de P dont la dérivée seconde soit positive.

Cela posé, supposons d'abord notre gaz soustrait à l'action du corps troublant ; s'il est ainsi abandonné à lui-même depuis assez longtemps, la fonction P, comme nous l'avons vu, ne dépend plus que de ω. Approchons maintenant le corps troublant ; on aura, comme nous l'avons dit plus haut, $\omega^2 + \theta(l) = \omega_0^2$ (ω_0 étant une constante pour chaque molécule), et pour le nombre probable N de molécules contenues dans un domaine quelconque, après que le régime s'est établi, c'est-à-dire à l'instant appelé plus haut t_1 :

$$N = \int \frac{\Omega^{(0)}\omega_0}{\omega} dl d\omega_0 = \int \Omega^{(0)} dl d\omega,$$

$\Omega^{(0)}$ dépendant seulement de ω_0. On a donc, à l'instant t_1, $P = \frac{\Omega^{(0)}}{\nu}$, si ν est le nombre total des molécules, et P ne dépend plus que de ω_0.

Si donc nous appelons P la valeur de la fonction P avant qu'on approche le corps troublant, et P_0 ce que devient cette même fonction quand on a approché ce corps et qu'on a attendu l'établissement d'un régime stable, P dépendra seulement de ω et P_0 de :

$$\omega_0 = \sqrt{\omega^2 + \theta(l)}.$$

Soit D le domaine tel que ω_0 soit compris entre deux valeurs infiniment voisines ω_0 et $\omega_0 + d\omega_0$, l'intégrale :

$$\int\int P dl d\omega,$$

qui représente la probabilité pour qu'une molécule soit contenue dans ce domaine, ne changera pas, puisque ω_0 est une constante pour chaque molécule. On a donc :

$$\int\int \mathrm{P}\,dl\,d\omega = \int\int \mathrm{P}_0\,dl\,d\omega.$$

Mais P_0 ne dépendant que de ω_0 sera constant dans ce domaine ; on aura donc :

$$\int\int \mathrm{P}\ \log \mathrm{P}\,dl\,d\omega > \int\int \mathrm{P}_0 \log \mathrm{P}_0\,dl\,d\omega,$$

les intégrales étant étendues au domaine D. Et, comme le vase tout entier peut être décomposé en domaines tels que D, la même inégalité subsistera quand les intégrales seront étendues au vase entier, ce qui veut dire que l'entropie a diminué.

Éloignons maintenant le corps troublant, et soit P_1 ce que devient la fonction P quand le gaz a de nouveau atteint un état de régime stable ; alors P_1, de même que la fonction primitive P, sera fonction de ω seulement (et non pas de ω_0 seulement, comme l'était P_0). Si D_1 est le domaine tel que ω soit compris entre deux valeurs infiniment voisines ω et $\omega + d\omega$, le nombre des molécules contenues dans ce domaine ne changera pas, de sorte qu'en raisonnant tout à fait comme nous venons de le faire, on verrait que

$$\int\int \mathrm{P}_0 \log \mathrm{P}_0\,dl\,d\omega > \int\int \mathrm{P}_1 \log \mathrm{P}_1\,dl\,d\omega,$$

les intégrales étant étendues soit au domaine D_1, soit au vase tout entier, ce qui veut dire que l'entropie a encore diminué. Ainsi le raisonnement général de Gibbs s'applique au cas particulier qui nous occupe ; il n'y a pas d'exception, et l'entropie va toujours en diminuant.

§ 7. — Gaz a trois dimensions.

Il résulte de ce qui précède que l'entropie diminue dans tous les cas, tandis que la force vive diminue seulement si les fonctions Ω et θ satisfont à certaines conditions.

Avant d'aller plus loin, observons que l'on obtiendrait un gaz jouissant de toutes les propriétés du gaz à une dimension, si l'on enfer-

mait des molécules dans un vase ayant exactement la forme d'un parallélipipède rectangle, et si ces molécules, ayant un rayon d'action infiniment petit, ne se choquaient jamais. Les projections de ces molécules sur un axe parallèle à l'une des arêtes du parallélipipède se comporteraient alors exactement comme les molécules d'un gaz à une dimension.

Revenons maintenant au gaz à trois dimensions; supposons par conséquent que le vase ait une forme quelconque et que les molécules puissent se choquer. Dans le cas précédent, chaque molécule (au moins tant qu'on n'approchait pas un corps troublant) conservait sa force vive (et même le carré de l'une quelconque des trois composantes de sa vitesse demeurait constant). Ici il n'en est plus de même; les chocs des molécules font varier leurs vitesses; la force vive de chacune d'elles est variable; c'est seulement la *somme* de toutes ces forces vives qui est constante. De là la différence essentielle qu'il y a entre les deux cas.

Supposons qu'on approche le corps troublant et que θ représente comme tout à l'heure le double de l'énergie potentielle due à l'attraction du corps troublant sur l'une des molécules.

L'équation des forces vives s'écrit alors :

$$\Sigma(\omega^2 + \theta) = C^{te},$$

la sommation étant étendue à toutes les molécules. Nous pouvons alors appeler $P\delta$ la probabilité pour qu'une molécule soit contenue dans un petit domaine δ, et nous avons les deux équations:

$$\Sigma P\delta = C^{te},$$
$$\Sigma P(\omega^2 + \theta)\delta = C^{te},$$

dont la seconde est l'équation des forces vives, tandis que la première exprime que le nombre des molécules est constant. Alors le régime sera atteint quand l'entropie

$$\Sigma(P \log P)\delta$$

sera minimum, ce qui arrivera évidemment quand on fera :

$$P = ae^{-b(\omega^2+\theta)},$$

a et b étant deux constantes positives faciles à calculer quand on connaît la masse totale et l'énergie totale. C'est là l'équation de l'équilibre *isothermique* de notre gaz.

Supposons alors, comme plus haut, qu'on approche le corps troublant au temps t_0, puis qu'on l'éloigne au temps t_1 ; au temps t_0, la densité du gaz sera uniforme dans tout le vase ; au temps t_1, on aura :

$$P = ae^{-b(\omega^2+\theta)},$$

et la densité du gaz sera proportionnelle à $e^{-b\theta}$; elle sera donc d'autant plus petite que θ sera plus grande ; c'est-à-dire que, dans le cas de la pesanteur, elle sera plus petite en haut qu'en bas. C'est le contraire de la conclusion paradoxale où nous avait conduits l'étude des gaz à une dimension. Et il en résulte encore que le travail dépensé pour éloigner notre corps troublant au temps t_1 est plus grand que le travail gagné quand on l'avait approché au temps t_0. Le gaz s'est échauffé et nous avons perdu du travail, ce qui est conforme au principe de Carnot.

§ 8. — Cas des variations rapides.

Mais, dans tout ce qui précède, nous avons toujours supposé que, quand on avait approché le corps troublant, on laissait au régime le temps de s'établir avant de l'éloigner de nouveau. Les résultats subsisteraient-ils si on n'attendait pas pour l'écarter l'établissement d'un nouveau régime stable ? Le raisonnement de Gibbs, c'est-à-dire celui du paragraphe 6, ne permet pas de l'affirmer.

Revenons au gaz à une dimension ; nous avons vu que, quand le régime stable s'établit de nouveau, après l'approche du corps troublant, la force vive avait diminué ; l'effet final du corps troublant est donc de diminuer la force vive si on attend suffisamment longtemps ; il est aisé de voir au contraire que, dans les premiers moments, l'effet est opposé et tend à augmenter la force vive. Reprenons en effet l'équation différentielle du paragraphe 3 que je puis écrire :

$$\frac{d^2l}{dt^2} = \frac{d^2\eta}{dl^2},$$

en rappelant que nous avons posé plus haut :

$$\theta = -2\frac{d\eta}{dl};$$

à l'instant initial t_0 (je puis supposer qu'il ait été pris pour origine

de façon que $t_0 = 0$), la valeur de l sera l_0 et la valeur de $\frac{dl}{dt}$ est ω; à l'instant t, si t est petit, on aura :

$$l = l_0 + \omega t + \frac{1}{2}\frac{d^2l}{dt^2}t^2 + \frac{1}{6}\frac{d^3l}{dt^3}t^3;$$
$$\frac{dl}{dt} = \omega + \delta\omega = \omega + \frac{d^2l}{dt^2}t + \frac{1}{2}\frac{d^3l}{dt^3}t^2.$$

En différentiant l'équation différentielle, je trouve :

$$\frac{d^3l}{dt^3} = \frac{d^3\eta}{dl^3}\frac{dl}{dt},$$

ou, en faisant $t = 0$:

$$\frac{d^2l}{dt^2} = \eta_0'', \qquad \frac{d^3l}{dt^3} = \eta_0'''\omega.$$

Nous désignons par η_0'', η_0''' les valeurs de $\frac{d^2\eta}{dl^2}$, $\frac{d^3\eta}{dl^3}$ pour $l = l_0$. On trouve donc :

$$\omega + \delta\omega = \omega + \eta_0''t + \frac{1}{2}\eta_0'''\omega t^2,$$

et avec la même approximation :

$$(\omega + \delta\omega)^2 = \omega^2 + 2\omega\eta_0''t + \eta_0''^2t^2 + \eta_0'''\omega^2t^2.$$

Le nombre des molécules satisfaisant à des conditions quelconques à l'instant t_0 est représenté par l'intégrale :

$$\int\int \Omega d\omega dl_0,$$

où Ω dépend seulement de ω; la force vive totale au temps t_0 est alors :

$$\int\int \Omega\omega^2 d\omega dl_0,$$

et la force vive au temps t est :

$$\int\int \Omega(\omega + \delta\omega)^2 d\omega dl_0,$$

c'est-à-dire :

$$\int \Omega\omega^2 d\omega dl_0 + \int 2\Omega\omega\eta_0'' t d\omega dl_0 + \int \Omega\eta_0''^2t^2 d\omega dl_0 + \int \Omega\omega^2\eta_0''' t^2 d\omega dl_0.$$

La deuxième et la quatrième intégrales sont nulles parce que η_0'' et

η_0'' sont les dérivées des fonctions η_0' et η_0'' qui sont périodiques par rapport à l_0; et alors l'intégrale étendue à une période entière est nulle. L'accroissement total de la force vive est donc :

$$\int \Omega \eta_0''^2 t^2 d\omega dl_0 = t^2 \int \Omega d\omega \int \eta_0''^2 dl_0,$$

et il est essentiellement positif.

C. Q. F. D.

Pour voir comment on passe d'un cas à l'autre, nous supposerons la fonction perturbatrice η' très petite. Nous désignerons par l_0 et ω les valeurs de l et $\frac{dl}{dt}$ à l'instant initial t_0, et par $l_0 + \omega t + \delta l$, $\omega + \delta\omega$ les valeurs de ces mêmes quantités à l'instant t. Nous aurons donc l'équation différentielle :

$$\frac{d^2\delta l}{dt^2} = \frac{d\delta\omega}{dt} = \eta'' (l_0 + \omega t + \delta l).$$

La fonction η est une fonction périodique de l, et, comme elle n'est définie que par ses dérivées, nous pourrons supposer que sa valeur moyenne est nulle ; il en sera de même, bien entendu, pour ses dérivées successives η', η'', etc. Pour simplifier l'écriture, nous représenterons par η, η', η'', ..., les valeurs de $\eta(l)$, $\frac{d\eta}{dl}$ $\frac{d^2\eta}{dl^2}$ pour $l = l_0 + \omega t$, et par η_0, η_0', η_0'', ..., les valeurs de ces mêmes fonctions pour $l = l_0$.

Comme η'' est très petit, nous pouvons, en négligeant les termes d'ordre supérieur, écrire notre équation différentielle sous la forme :

$$\frac{d^2\delta l}{dt^2} = \eta'' + \eta'''\delta l.$$

En première approximation, nous négligerons δl dans le second membre, et alors deux intégrations successives nous donneront :

$$\omega\delta\omega = \eta' - \eta_0',$$
$$\omega^2\delta l = \eta - \eta_0 - \omega t \eta_0',$$

si nous observons que $\delta\omega$ et δl doivent s'annuler pour $t = t_0$, c'est-à-dire pour $t = 0$ si nous prenons l'instant t_0 pour origine.

En seconde approximation, nous aurons donc :

$$\frac{d\delta\omega}{dt} = \eta'' + \frac{\eta'''}{\omega^2}(\eta - \eta_0 - \omega t \eta_0'),$$

ou en intégrant :

$$\delta\omega = \frac{\eta' - \eta_0'}{\omega} + \frac{1}{\omega^3}\left[\eta\eta'' - \frac{\eta'^2}{2} - \eta_0\eta'' - \omega t\eta''\eta_0' + \eta'\eta_0' - \frac{\eta_0'^2}{2}\right].$$

Et en effet on vérifie aisément que la dérivée de $\delta\omega$ a bien la valeur voulue, et que $\delta\omega$ s'annule pour $t = 0$.

On en déduit avec la même approximation :

$$(\omega + \delta\omega)^2 = \omega^2 + 2(\eta' - \eta_0') + \frac{2\eta''}{\omega^2}[\eta - \eta_0 - \omega t\eta_0'].$$

L'accroissement total de force vive est donc :

$$2\int \Omega(\eta' - \eta_0')\, d\omega dl_0 + 2\int \frac{\Omega}{\omega^2}\eta''[\eta - \eta_0 - \omega t\eta_0']\, d\omega dl_0.$$

La première intégrale est nulle, puisque la valeur moyenne de η' est nulle. Nous n'avons donc à nous occuper que de la seconde. Si t est très petit, on aura sensiblement :

$$\eta'' = \eta_0'', \qquad \eta - \eta_0 - \omega t\eta_0' = \frac{\omega^2 t^2 \eta_0''}{2}.$$

L'accroissement de force vive sera donc :

$$\int \Omega\eta_0''^2 t^2 d\omega dl_0,$$

ce qui confirme le résultat trouvé plus haut.

Supposons au contraire t très grand ; je dis alors que des intégrales telles que :

$$\int \frac{\Omega}{\omega^2}\eta''\eta_0 d\omega dl_0$$

tendront vers zéro. Ce qui les caractérise, c'est la présence sous le signe $\int$ de deux facteurs.

Le premier, tel que η'', est une fonction périodique de $l_0 + \omega t$, dont la valeur moyenne est nulle.

Le second, tel que η_0, est une fonction périodique de l_0 dont la valeur moyenne est nulle.

Alors le terme général de η'' sera par exemple proportionnel à :

$$\cos m(l_0 + \omega t + h),$$

et celui de η_0 à :

$$\cos m'(l_0 + h').$$

Le produit de ces deux termes donnera une somme de deux cosinus de la forme :

$$\cos(pl_0 + n\omega t + h''),$$

où p et n seront entiers et où n ne sera pas nul. Le terme correspondant de l'intégrale sera :

$$\int \frac{\Omega}{\omega^2} \cos(pl_0 + n\omega t + h'')\, d\omega dl_0,$$

et, en lui appliquant les principes du paragraphe 2, on voit qu'il tend vers zéro quand t croît. Il restera donc pour l'accroissement de force vive :

$$2\int \frac{\Omega}{\omega^2} \eta''\eta\, d\omega dl_0;$$

ou, comme la valeur moyenne de

$$\eta''\eta + \eta'^2 = \frac{d}{dl_0}\eta\eta'$$

est nulle, il viendra :

$$-2\int \frac{\Omega}{\omega^2} \eta'^2 d\omega dl_0.$$

Mais η' n'est autre chose que ce que nous avons appelé plus haut $-\frac{\theta}{2}$, de sorte que la valeur moyenne de η'^2 est ce que nous avons désigné par $\frac{A^2}{4}$ au paragraphe 5 ; l'accroissement de la force vive se réduit donc à :

$$-2\pi\int \frac{\Omega A^2 d\omega}{2\omega^2},$$

ce qui confirme le résultat du paragraphe 5.

Seulement ce résultat n'a de sens que si Ω est divisible par ω^2, et, pour mieux le faire comprendre, nous achèverons le calcul dans un

cas particulier, en supposant

$$\Omega = e^{-b\omega^2}, \qquad \eta = \cos Kl.$$

Calculons l'accroissement de force vive :

$$U = 2\int \frac{\Omega}{\omega^2} \eta''(\eta - \eta_0 - \omega\eta'_0 t)\, d\omega dl_0,$$

en fonction de t ; les intégrales sont prises depuis $-\infty$ jusqu'à $+\infty$ par rapport à ω et depuis 0 jusqu'à 2π par rapport à l_0.

On a alors :

$$\eta\eta'' = -K^2 \cos K(l_0 + \omega t), \quad \eta''\eta_0 = -K^2 \cos Kl_0 \cos K(l_0 + \omega t),$$
$$\eta''\eta'_0 = +K^3 \sin Kl_0 \cos K(l_0 + \omega t),$$

et les valeurs moyennes de ces trois fonctions périodiques de l_0 seront respectivement :

$$-\frac{K^2}{2}, \qquad -\frac{K^2}{2}\cos K\omega t, \qquad -\frac{K^3}{2}\sin K\omega t,$$

ce qui donne :

$$U = -2\pi K^2 \int \frac{e^{-b\omega^2}}{\omega^2}(1 - \cos K\omega t - K\omega t \sin K\omega t)\, d\omega.$$

Différentions par rapport à t, il vient :

$$\frac{dU}{dt} = 2\pi K^4 t \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-b\omega^2} \cos K\omega t d\omega.$$

Cette intégrale est bien connue, elle est égale à une constante indépendante de t multipliée par l'exponentielle $e^{-\frac{K^2t^2}{4b}}$, de sorte que $\frac{dU}{dt}$ est proportionnel à :

$$te^{-\frac{K^2t^2}{4b}};$$

comme, d'autre part, U doit s'annuler pour $t = o$, il vient :

$$U = +C\left(1 - e^{-\frac{K^2t^2}{4b}}\right),$$

C étant une constante positive.

Cela montre, que dans ce cas, la force vive va constamment en croissant.

On arriverait encore au même résultat si, supposant toujours $\Omega = e^{-b\omega^2}$, on prenait pour η une fonction périodique quelconque de l (que l'on continuerait, bien entendu, à supposer très petite). Soit en effet :

$$\eta = \Sigma A \cos(Kl + h).$$

On a alors :

$$\begin{aligned}
\eta\eta'' &= -\Sigma AA'K'^2 \cos(Kl_0 + K\omega t + h)\cos(K'l_0 + K'\omega t + h'),\\
\eta''\eta_0 &= -\Sigma AA'K'^2 \cos(Kl_0 + K\omega t + h)\cos(K'l_0 + h'),\\
\eta''\eta'_0 &= \Sigma AA'K^2K' \cos(Kl_0 + K\omega t + h)\sin(K'l_0 + h'),
\end{aligned}$$

dont les valeurs moyennes sont respectivement :

$$-\sum \frac{A^2K^2}{2}, \qquad -\sum \frac{A^2K^2}{2}\cos K\omega t, \qquad \sum \frac{A^2K^3}{2}\sin K\omega t,$$

ce qui donne :

$$U = -2\pi\Sigma A^2K^2 \int \frac{e^{-b\omega^2}}{2\omega^2}(1 - \cos K\omega t - K\omega t \sin K\omega t)\, d\omega,$$

d'où, par le calcul précédent :

$$U = -2\pi\Sigma CA^2\left(1 - e^{-\frac{K^2t^2}{4b}}\right),$$

C étant essentiellement positif, ce qui prouve encore que la force vive va constamment en augmentant.

§ 9. — Conclusion.

Nous avons vu que, si les molécules d'un gaz ne se choquaient pas et si le vase avait la forme d'un parallélipipède rectangle, ce gaz se comporterait comme un gaz à une dimension. Si nous supposions maintenant un gaz très raréfié, de façon que les chocs des molécules y soient assez rares, et un vase ayant d'une façon très approchée la forme d'un parallélipipède rectangle sans l'avoir exactement, nous aurions une sorte de *gaz mixte* qui tiendrait pour ainsi dire le milieu entre les gaz à une et à trois dimensions. Au bout d'un temps assez long pour que chaque molécule ait parcouru plusieurs fois la longueur du vase, mais assez court pour que les chocs n'aient pas été nombreux, ce gaz atteindra un état de régime qui satisfera aux con-

ditions d'équilibre du gaz à une dimension. Mais cet équilibre ne sera pas définitif ; les chocs tendront à le détruire, et, au bout d'un temps plus long encore, le gaz atteindra seulement son équilibre définitif, qui sera celui des gaz à trois dimensions. Un pareil gaz mixte n'est évidemment pas irréalisable.

J'appellerai alors *temps très grand du premier ordre* un temps suffisant pour que notre gaz mixte atteigne son équilibre provisoire, celui qui conviendrait aux gaz à une dimension, et *temps très grand du second ordre* le temps nécessaire pour qu'il atteigne son équilibre définitif, celui qui conviendrait aux gaz à trois dimensions.

Supposons alors qu'à l'époque t_0 on approche le corps troublant, puis qu'on l'éloigne à l'époque t_1. Au temps t_0, le gaz a atteint son équilibre définitif, et, comme il n'a été soumis jusqu'ici à aucune force extérieure, la fonction P ne dépend que de η et est proportionnelle à $e^{-b\omega^2}$, conformément à la loi de Maxwell. Si le temps $t_1 - t_0$ est très grand du second ordre, le gaz, à l'époque t_1, a atteint son nouvel équilibre définitif ; il se comportera donc comme un gaz à trois dimensions. D'après ce que nous avons vu au paragraphe 7, sa force vive a augmenté et son entropie a diminué.

Mais, si le temps $t_1 - t_0$ est fini ou bien très grand du premier ordre, le gaz se sera comporté pendant ce temps comme un gaz à une dimension. Si, à l'époque t_1, la force vive se trouvait être plus petite qu'à l'époque t_0, on aurait un moyen de contrevenir au principe de Carnot. Il suffirait d'éloigner brusquement le corps troublant à l'époque t_1 ; et en effet, comme le gaz serait désormais soustrait à toute action extérieure, sa force vive totale ne pourrait plus varier, elle resterait donc moindre qu'à l'époque t_0, de sorte que, quand l'équilibre définitif serait de nouveau atteint, l'énergie interne serait plus petite, et l'entropie plus grande qu'à l'époque t_0.

Si la distribution des vitesses était quelconque à l'époque t_0, il pourrait très bien se faire qu'après un temps $t_1 - t_0$ très grand du premier ordre, la force vive ait diminué ; il suffirait pour cela, d'après les paragraphes 5 et 8, que Ω fût divisible par ω^2. Mais il n'en est pas ainsi, le gaz a atteint à l'époque t_0 son équilibre définitif, de sorte que Ω est proportionnel à $e^{-b\omega^2}$. Si alors la fonction P a pour valeur P_0 à l'instant t_0 et P_1 à l'instant t_1, on a :

$$P_0 = Ke^{-b\omega^2}, \qquad \int P_0 d\tau = \int P_1 d\tau ;$$

d'autre part :

$$\int P_0 \log P_0 d\tau > \int P_1 \log P_1 d\tau,$$

puisque l'on a laissé au régime, du moins au régime provisoire, le temps de s'établir et que par conséquent l'entropie a dû diminuer; on en conclut aisément :

$$\int P_0 \omega^2 d\tau < \int P_1 \omega^2 d\tau.$$

En est-il encore de même si le temps $t_1 - t_0$ est fini? Cette fois, comme l'on ne laisse pas au régime le temps de s'établir, le raisonnement de Gibbs, c'est-à-dire celui du paragraphe 6, n'est plus applicable, et on ne saurait affirmer que l'entropie a diminué. Il résulte néanmoins de l'analyse de la fin du paragraphe 8 que la force vive va encore en augmentant, pourvu que la force perturbatrice η'' soit très petite.

Mais on pourrait se demander s'il en est encore de même quand cette force perturbatrice n'est pas très petite; ce n'est pas tout : au paragraphe 8 nous avons regardé cette force comme constante, c'est-à-dire que le corps troublant ne bougeait pas entre l'instant t_0 où on l'approche brusquement et l'instant t_1 où on l'éloigne brusquement. Qu'arrive-t-il si cette force perturbatrice est variable, c'est-à-dire si, entre les instants t_0 et t_1, les longitudes l satisfont à l'équation différentielle :

$$\frac{d^2 l}{dt^2} = f(l, t),$$

f étant une fonction non seulement de l, mais encore de t? Cela est évidemment réalisable ; il suffit de supposer que le ou les corps troublants se déplacent dans cet intervalle de temps. Le résultat du paragraphe 8 subsiste-t-il encore dans ce cas? On pourrait en douter, puisque le raisonnement de Gibbs est inapplicable, et alors on pourrait craindre d'être conduit à des résultats contraires au principe de Carnot.

Voici comment on pourra raisonner dans ce cas. Nous savons que l'entropie grossière, celle des physiciens, va toujours en diminuant, mais cela n'est démontré que si les variations des conditions extérieures sont toujours assez lentes pour que le régime ait le temps de s'établir. Considérons au contraire l'*entropie fine*, telle qu'elle a été

définie au paragraphe 1. Nous savons qu'elle est toujours constante, et *ce résultat n'est soumis à aucune restriction.*

Cela posé, soient P_0 et P_1 les valeurs des fonctions P aux instants t_0 et t_1, on aura :

$$P_0 = Ke^{-b\omega^2}, \qquad \int P_0 d\tau = \int P_1 d\tau = 1.$$

Les entropies seront :

$$S_0 = \int P_0 \log P_0 d\tau, \qquad S_1 = \int P_1 \log P_1 d\tau,$$

et les forces vives :

$$V_0 = \int \omega^2 P_0 d\tau, \qquad V_1 = \int \omega^2 P_1 d\tau.$$

Le théorème de Taylor, en arrêtant la série au second terme, nous donne :

$$P_1 \log P_1 - P_0 \log P_0 = (P_1 - P_0)(\log P_0 + 1) + \frac{(P_1 - P_0)^2}{2P_2},$$

P_2 étant compris entre P_0 et P_1 ; mais nous avons :

$$\log P_0 + 1 = \log K + 1 - b\omega^2,$$

ce qui me permet d'écrire :

$$S_1 - S_0 = (\log K + 1)\int (P_1 - P_0)\, d\tau - b\int \omega^2 (P_1 - P_0)\, d\tau + \int \frac{(P_1 - P_0)^2\, d\tau}{2P_2}.$$

La première intégrale du second membre est nulle; la seconde est égale à $V_1 - V_0$, la troisième est positive, puisque P_2 est essentiellement positif ; il vient donc :

$$(S_1 - S_0) + b(V_1 - V_0) > 0.$$

Ici il s'agit de l'entropie fine, donc $S_1 = S_0$, d'où :

$$V_1 - V_0 > 0.$$

Ce qui montre que la force vive a augmenté. — C. Q. F. D.

La même conclusion subsisterait *a fortiori* si l'entropie avait diminué, c'est-à-dire si

$$S_1 < S_0.$$

La même analyse s'appliquerait donc à l'entropie grossière, mais

à la condition que les variations du corps troublant soient assez lentes pour que l'équilibre statique ait le temps de s'établir, parce que c'est seulement dans ce cas que nous pouvons affirmer que cette entropie grossière diminue. Elle s'applique au contraire *sans restriction* à l'entropie fine, qui reste constante dans tous les cas.

Le même raisonnement peut être appliqué aux gaz ordinaires, et on fait ainsi disparaître une des difficultés qui subsistaient encore dans la théorie cinétique des gaz.

CONTRIBUTION A L'ÉTUDE DES DIÉLECTRIQUES LIQUIDES;

Par M. G. GOURÉ DE VILLEMONTÉE [1].

Les recherches faites jusqu'à présent sur les diélectriques liquides peuvent être groupées de la manière suivante :

I. Mesure du pouvoir inducteur spécifique;

II. Coexistence du pouvoir inducteur spécifique et de la conductibilité;

III. Conductibilité.

I. *Mesure des pouvoirs inducteurs spécifiques.* — Le pouvoir inducteur spécifique a été déterminé dans le but de vérifier le résultat théorique de Maxwell $K = n^2$ en employant : 1° les courants alternatifs [2];

---

[1] Communication faite à la Société française de Physique, séance du 16 février 1906.

[2] Winkelmann, *Wied. Ann.*, t. XXXVIII, p. 160 ; 1889 ; et *J. de Phys.*, t. IX, p. 515; 1890; — Donle, *Wied. Ann.*, t. X, p. 307; 1890; et *J. de Phys.*, t. IX, p. 515; 1890; — Elsas, *Wied. Ann.*, t. XLIV, p. 654; 1891; et *J. de Phys.*, 3e série, t. I, p. 251; 1892; — Werner, *Wied. Ann.*, t. XLVII, p. 613-625; 1892; et *J. de Phys.*, 3e série, p. 73; 1894; — Negreano, *J. de Phys.*, 2e série, t. VI, p. 557; 1887; — Sokoleff, *Société physico-chimique russe*, t. XXIV; 1892; et *J. de Phys.*, 3e série, t. II, p. 529; 1893; — Stschegliaeff, *J. de Phys.*, 3e série, t. I, p. 259; 1893; et *Journal de la Société physico-chimique russe*, t. XXIII, p. 170; 1891; — Smirnoff, *Journal de la Société physico-chimique russe*, t. XXIV; 1892; et *J. de Phys.*, 3e série, t. II, p. 529; 1893; — Pellat, *J. de Phys.*, 3e série, t. IV, p. 501; 1895; — Tereschin, *Wied. Ann.*, t. XXXVI, p. 792-804; 1889; et *J. de Phys.*, 3e série, t. IX, p. 584; 1890; — Weber, *Archives des Sc. phys. et nat.*, 3e période; Genève, 1893; — Cohn et Arons, *J. de Phys.*, 2e série, t. VII, p. 379; 1888.

2° les oscillations de Hertz (1); 3° les courants continus fournis par une pile (2).

La durée de charge n'était pas comptée dans les expériences précédentes. M. Pérot, qui en a cherché l'influence sur la benzine pure et l'essence de pétrole (3), a trouvé que le pouvoir inducteur de ces liquides, voisin de l'unité au début de la charge, varie d'abord rapidement et atteint, après un temps inférieur à une seconde, une valeur fixe « indépendante de la durée et du potentiel de charge ».

Il résulte de l'ensemble des expériences que la relation $K = n^2$, vérifiée dans quelques cas, est souvent en défaut. Le désaccord tient à plusieurs causes :

1° La mesure des pouvoirs et la détermination des indices ont été rarement faites sur le même liquide;

2° D'après M. Mascart (4) : « La théorie (électromagnétique de la « lumière) ne s'applique qu'à des phénomènes oscillatoires dont la « période est comparable à celle des vibrations lumineuses. On ne « peut donc rien conclure, à ce point de vue, des résultats pratiques « obtenus dans la plupart des cas. » Cette seconde remarque exclut un grand nombre des expériences citées précédemment;

3° Souvent les liquides étudiés n'étaient pas purs; dans ce cas, le pouvoir inducteur varie avec l'échantillon et avec la durée de charge. Le pouvoir inducteur n'est plus une constante. La comparaison du pouvoir inducteur avec le carré de l'indice n'a plus de sens.

II. *Conductibilité et constante diélectrique.* — MM. Cohn et Arons (5) font une première tentative pour rechercher si les liquides diélectriques possèdent à la fois le pouvoir inducteur spécifique et une conductibilité propre.

Les auteurs admettent la transmission de la charge par deux effets superposés : une charge brusque suivie d'un régime permanent soumis à la loi d'Ohm.

---

(1) BLONDLOT, *J. de Phys.*, 3e série, t. I, p. 197; 1892; — J. THOMSON, *Proceedings of the R. Society*, 20 juin 1889; — LECHER, *Sitzungsberichte d. kais. Akademie d. Wissenschaften in Wien*; 1890; et *Wied. Ann.*, t. XLII, p. 142; 1891; — CAMPETTI, *Rendiconti della R. Ac. dei Lincei*, 5e série, t. III, p. 16; 1894; — THWING, *The Physical Review*, t. II, p. 35; 1894; et *J. de Phys.*, 3e série, t. IV, p. 227; 1895.

(2) SILOW, *Ann. Pogg.*, t. CLVI, p. 389; 1875; et t. CLVIII, p. 306; 1876.

(3) *J. de Phys.*, 2e série, t. X, p. 149; 1891.

(4) *Leçons sur l'électricité et le magnétisme*, t. II, p. 519.

(5) *Wied. Ann.*, t. XXVIII, p. 454-477; 1886; — et *J. de Phys.*, 2e série, t. VI, p. 546; 1887.

Deux constantes figurent dans les formules, la constante diélectrique, la conductibilité ou son inverse la résistance spécifique.

MM. Cohn et Arons déduisent par l'expérience les constantes des équations.

Deux critiques sont à faire : Les constantes ne sont pas liées aux données expérimentales par des relations simples, il est impossible de fixer avec précision l'approximation des résultats. En outre, les auteurs ne montrent pas que les constantes trouvées par eux soient indépendantes de l'épaisseur du liquide interposé entre les armatures et ne tiennent pas compte de la durée de charge. La question n'est pas résolue.

M. Bouty (1) reprend le problème par une méthode directe.

Un liquide diélectrique placé dans une auge entre deux armatures métalliques portées à des potentiels différents pendant des intervalles de temps très courts, de $0^{sec},001$ à $0^{s},03$, se comporte comme un condensateur à lame isolante et comme un électrolyte.

M. Bouty conclut à la coexistence du pouvoir inducteur spécifique et de la conductibilité électrolytique sensible des substances étudiées et donne les valeurs de la constante diélectrique et de la résistivité en ohms du sulfure de carbone, de l'essence de térébenthine et de la benzine à 20°.

Hertz (2) mesure la charge transmise par la benzine placée entre les armatures d'un condensateur et en déduit la résistance du liquide et le résidu. La benzine du commerce a une résistance faible et un résidu élevé. La conductibilité et le résidu sont dus à des impuretés. Le courant prolongé purifie la benzine et en fait un isolateur presque parfait. Le résidu est dû à une polarisation et non à l'apport d'électricité libre.

M. Curie (3) montre l'accroissement général de conductibilité des diélectriques liquides sous l'action des rayons du radium et des rayons de Röntgen et donne « la conductivité provoquée par le « rayonnement d'un sel de radium, évaluée en mohs pour 1 centi- « mètre cube, du sulfure de carbone, de l'éther de pétrole, de l'amy- « lène, du chlorure de carbone, de la benzine, de l'air liquide, de « l'huile de vaseline ».

---

(1) *Ann. de Chim. et de Phys.*, 6e série, t. XXVII, p. 62 ; 1892 ; — et *J. de Phys.*, 3e série, t. I, p. 445 ; 1892.

(2) *Wied. Ann.*, t. XX, p. 279 ; 1883 ; — et *J. de Phys.*, 2e série, t. III, p. 141 ; 1884.

(3) *Comptes Rendus de l'Ac. des Sciences*, 11 février 1902, t. CXXXIV, p. 420 ; 1902.

De nombreux faits particuliers qui fournissent des résultats qualitatifs plutôt que des données quantitatives sont contenus dans des mémoires de Quincke [1].

M. Egon v. Schweiler [2] étudie le cas d'une lame diélectrique, couche de toluène, avec armatures intercalées dans le circuit d'une pile avec un galvanomètre. Le courant ne suit pas la loi d'Ohm, l'intensité n'est pas proportionnelle à la force électromotrice. L'auteur croit voir une analogie avec les phénomènes produits par les gaz ionisés et cherche à mettre en évidence l'existence de charges électriques libres dans le cas du diélectrique.

Il faut ajouter à cet ensemble, incomplet malgré son étendue, la question très controversée, étudiée dans le cas des solides, ébauchée seulement dans le cas des liquides par Kœnig [3] et Quincke [4], de l'hystérésis électrique et de la viscosité.

M. Hess [5] résume et discute l'ensemble des travaux de Steinmetz [6], M. Arno [7], M. Ewing et Miss Klaasen, M. Janet [8], M. Brylinski [9], MM. Porter et Morris [10].

M. Hess rejette l'hypothèse de l'hystérésis et de la viscosité et soutient l'idée de la dissipation d'énergie dans les particules conductrices du diélectrique hétérogène et en déduit l'explication des faits observés de la théorie de Maxwell.

M. Beaulard [11] abandonne également l'hypothèse de l'hystérésis, et, après avoir discuté l'hypothèse de la viscosité, se rattache à l'idée émise par M. Bouty à la suite de l'étude du mica [12] : « retard de la « polarisation analogue aux retards que l'on observe pour d'autres « phénomènes physiques, en particulier dans l'étude de l'élasticité ».

En résumé :

---

(1) *Wied. Ann.*, t. XXVIII, p. 529 ; 1886.

(2) *Drude's Ann. der Physik*, t. IV ; 1901 ; — et *J. de Phys.*, 3e série, t. X, p. 344 ; 1901.

(3) *Wied. Ann.*, t. XXV, p. 624 ; 1885.

(4) *Wied. Ann.*, t. LXII, p. 1-13 ; 1897.

(5) *Eclairage électrique*, t. IV, p. 205 ; 1895.

(6) *El. Engineer* : New-York, 1892.

(7) *Rendiconti della R. Ac. dei Lincei* ; 1892 ; — et *la Lumière électrique*, t. XLVI, p. 537.

(8) *Comptes Rendus de l'Ac. des Sciences* ; 1892 ; — et *J. de Phys.*, 3e série, t. II, p. 337 ; 1893.

(9) *La Lumière électrique* ; 1893.

(10) *The Electrician* ; 12 avril 1895.

(11) *J. de Phys.*, 3e série, t. IX, p. 420 ; 1900.

(12) *J. de Phys.*, 2e série, t. IX, p. 293 ; 1890.

I. Les charges sont de très courte durée :

1° Par courants alternatifs ;

2° Par oscillations hertziennes ;

3° Par interrupteur pendulaire (de $0^{sec},0001$ à $0^{s},03$), expériences de M. Bouty.

II. Le régime permanent est à peine étudié.

III. Le mode de propagation de ces charges reste inconnu.

Les expériences suivantes ont été entreprises en vue :

De chercher : 1° quelle est l'influence des temps de charge ;

2° S'il existe un régime permanent ;

3° De découvrir le mode de propagation.

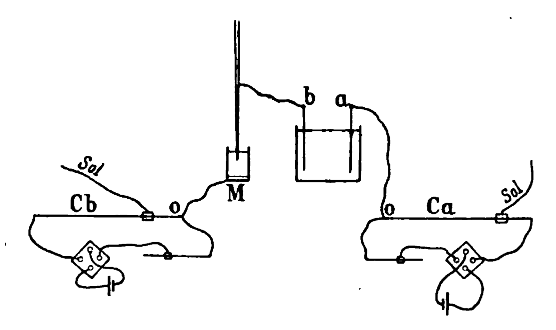


Fig. 1.

La première disposition a été la suivante :

Deux lames de laiton *a* et *b* (*fig.* 1) sont montées verticalement dans une auge en face l'une de l'autre. *a* est reliée à une dérivation C_a prise sur le circuit d'une pile constante, *b* est en communication avec le mercure de la pointe d'un électromètre capillaire. Le mercure de la cuvette de l'électromètre est relié à l'extrémité d'une dérivation C_b prise sur le circuit d'une seconde pile constante.

I. L'auge est remplie de pétrole. On porte *a* à un potentiel connu V; le ménisque dévié tend vers une position d'équilibre ; si l'on cherche à le ramener au zéro en faisant varier le potentiel de M, on trouve que le retour au zéro n'est pas réalisable.

II. Lorsque les lames *a* et *b* sont séparées par une couche d'air : 1° les déplacements du ménisque sont réguliers et suivent immédiatement les variations du potentiel de *a* ; 2° on ramène le ménisque au zéro en établissant en M un potentiel égal à celui qui existe en *a*.

L'influence du temps, lorsque les armatures sont séparées par du pétrole, est prépondérante et compliquée.

J'ai cherché à soumettre le liquide à un régime permanent dans des conditions nettement définies. J'ai évité l'emploi de courants alternatifs et l'usage de toute formule théorique pour suivre la propagation de l'électricité dans la masse. J'ai appliqué la méthode adoptée par M. J. Curie pour l'étude des corps cristallisés ([1]).

Un condensateur constitué par un tube cylindrique et une tige de laiton dont les axes coïncident est monté à l'intérieur d'un vase de verre isolé rempli du diélectrique à étudier.

On mesure la charge de l'armature interne, dans les conditions qui sont développées plus loin. L'évaluation est faite en cherchant la quantité d'électricité qu'il faut dégager par traction, sur un quartz piézo-électrique, soit pour produire une déviation égale à celle que détermine la décharge sur un électromètre, soit pour compenser la charge développée sur l'armature interne (méthode de zéro). Le poids tenseur du quartz est proportionnel à la quantité d'électricité dégagée.

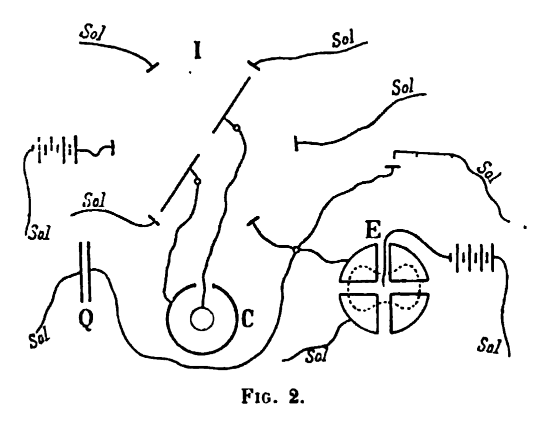


Fig. 2.

Le produit de ce poids par la constante du quartz permet d'obtenir les charges électriques en unités absolues.

La disposition employée est représentée par le schéma (*fig.* 2) : C, condensateur; I, interrupteur; Q, quartz piézo-électrique; E, électromètre.

([1]) *Ann. de Ch. et de Ph.*, 6e série, t. XVII, p. 385; 1889.

L'exactitude des résultats exige :

1° Une grande précision dans la détermination de la durée de charge;

2° Une grande rigueur dans l'évaluation des poids tenseurs du quartz;

3° Un réglage très exact de l'électromètre et l'invariabilité du zéro quand l'électromètre est ouvert.

La rapidité des charges et des décharges et la précision dans la mesure des durées de charge ont été obtenues en employant pour commutateurs la branche horizontale d'un pendule de torsion (1).

Deux fils partant respectivement des armatures du condensateur aboutissent à deux fils de nickel maintenus dans des mâchoires de mica recouvertes de gomme laque et fixées sur la barre horizontale du pendule. De petites cuvettes métalliques remplies de mercure, montées sur des plaques de paraffine, sont reliées au sol, à la pile de charge, à l'électromètre. Les fils de nickel des équipages mobiles labourent à leur passage les ménisques de mercure et établissent ou suppriment les communications à des intervalles de temps très courts. La durée de charge est déduite de la durée de l'oscillation du pendule et de la longueur du ménisque traversé. Des arrêts permettent de prolonger les durées de charge. Une lame élastique culbutée par le pendule arrête la barre horizontale à la fin de la première oscillation et empêche les communications inverses.

Après des essais avec l'électromètre Hankel, j'ai employé seulement l'électromètre à quadrants avec amortissement par des aimants, chargé par une pile de 100 éléments Gouy.

La sensibilité a été rendue aussi grande que possible en diminuant le poids de l'aiguille, en allongeant le fil de suspension et en observant les déviations par réflexion sur un miroir. Le poids de l'aiguille, de la tige qui la soutient et du miroir est de $0^{gr},49$.

L'ensemble est suspendu à un fil d'argent de $0^{mm},03$ de diamètre et 30 centimètres de long environ.

L'échelle sur laquelle on lit les déviations est placée à 1 mètre. $1^{v},39$ produit une déviation de 142 millimètres. On peut apprécier facilement le centième de volt et même le $0^{v},005$. L'invariabilité de l'image au moment où l'on isole les pièces de charge de l'électromètre, l'invariabilité du zéro, lorsque l'électromètre reste ouvert, sont obte-

(1) L'emploi des pendules de torsion comme commutateurs a été indiqué par M. Bouty (*Ann. de Ch. et de Ph.*, 6e série, t. XXIV, p. 391).

nues par le soulèvement d'un talon de platine posé sur une lame de platine et par l'emploi d'écrans recouverts de feuilles d'étain reliées au sol, qui entourent les appareils.

La déperdition, diminuée autant que possible en garnissant les tiges de verre et les lames de mica des différents supports avec de la gomme laque appliquée avec un fer chaud et en plaçant de la chaux vive dans les caisses où sont enfermés les appareils, n'a cependant pas pu être annulée.

Toutes ces précautions prises, les résultats ont été corrigés des faibles effets de la variation du champ intérieur et de la déperdition qui n'avaient pas pu être évités.

Les expériences sont partagées en trois séries :

Première série : *Mesure des charges prises par l'armature interne dans les conditions suivantes :* 1° le condensateur est chargé en portant l'armature externe au potentiel V, l'armature interne au sol pendant le temps *t*; 2° les armatures sont isolées; 3° l'armature interne est reliée à l'électromètre, l'armature externe au sol.

Un premier ensemble de recherches a été fait avec un condensateur cylindrique (armature externe 60 millimètres, armature interne 5 millimètres, hauteur 11 centimètres) rempli de pétrole.

Le potentiel de charge produit par 10 éléments Daniell était : 10^{v},9.

La compensation des charges, estimée avec un électromètre Hankel, a été obtenue par les tractions suivantes :

Première série.

Durée de charge en secondes	Charges compensatrices en grammes	Températures
0^{sec},043	700^{gr}	22°,2
0 ,086	700	
0 ,129	700	21
0 ,172	700	23 ,4

Deuxième série.

Durée de charge en secondes	Charges compensatrices en grammes	Températures
0^{sec},043	650^{gr}	
0 ,098	650	
0 ,135	450	21^{pc},2
0 ,166	350	

La difficulté du réglage, jointe à la déperdition, permet seulement de déduire de ces nombres la marche générale du phénomène.

Un groupe d'expériences beaucoup plus étendu qui a été fait avec l'huile de paraffine a donné des résultats plus précis.

Un condensateur (armature externe 10 centimètres, armature interne 6 millimètres, hauteur 18 centimètres) a été rempli d'huile de paraffine. La hauteur du liquide était environ 16 centimètres.

Le potentiel de charge $19^{v},46$ a été produit par 14 éléments Gouy.

Les durées de charges ont été :

$0^{sec},004$, $0^{sec},08$, $0^{sec},27$, $1^{sec},03$
5 sec., 10 sec., 20 sec., 30 sec., 1 minute
5 minutes . . . . 30 minutes.

Les températures ont été $21°,6$-$24°,6$ C.

Les mesures ont été faites avec l'électromètre à quadrants.

1° *Résultats qualitatifs :* Le signe de la charge trouvée sur l'armature interne est contraire au signe de la charge communiquée directement par la pile à l'armature externe.

2° *Résultats quantitatifs :* Le but était de comparer les variations de charge de l'armature interne après les durées croissantes de charge de l'armature externe. Si Q_t représente la charge produite par une différence de potentiel V maintenue pendant le temps t, p le poids tenseur du quartz qui compense la charge, K la constante du quartz :

$$Q_t = Kp;$$

d'où, en rapportant les charges à l'unité de potentiel et à l'unité de temps :

$$\frac{p}{Vt} = \frac{Q_t}{KVt}.$$

Les nombres suivants, empruntés à une série d'expériences, permettent de se rendre compte de la marche du phénomène et de l'approximation avec laquelle les résultats ont été obtenus :

TABLEAU I.

Durées de charge	Charges compensatrices du quartz évaluées en grammes	Valeur des quotients $\frac{p}{Vt}$
$0^{sec},004$	710	869000
$0^{sec},08$	710	456,11
$0^{sec},27$	830	158,04
$1^{sec},03$	1060	53,12
5 secondes	1180	13,16
10 —	1240	6,37
30 —	1260	2,15
1 minute	1290	1,10
5 minutes	1340	0,22
20 —	1430	0,06

Les poids sont déterminés à 10 grammes près, les potentiels à $0^{v},01$, les temps comptés en secondes avec une approximation supérieure à 1 0/0 de leur valeur.

L'erreur relative dans l'évaluation des quotients est inférieure à 0,03.

On voit immédiatement que les charges varient très rapidement pendant les premières fractions de seconde. La construction d'une courbe en portant en abscisses les temps et en ordonnées les valeurs des quotients $\frac{p}{Vt}$ limiterait à un intervalle extrêmement restreint la représentation des variations les plus intéressantes. Afin d'élargir la partie de la courbe qui correspond aux durées les plus faibles, j'ai pris pour abscisses les logarithmes des temps t et pour ordonnées les logarithmes des quotients $\frac{p}{Vt}$ (*fig.* 3). Dans ce cas, l'évaluation de l'erreur maxima commise sur chacun des facteurs montre que les deux premières décimales des logarithmes sont exactes.

On a ainsi le tableau II.

Tableau II.

	$\log t$	$\log \frac{p}{Vt}$
$0^{sec},0042$	$\bar{3},6232$	5,9390
$0^{sec},08$	$\bar{2},9031$	2,6591
$0^{sec},27$	$\bar{1},4314$	2,1986
$1^{sec},03$	0,0128	1,7254
5 secondes	0,6990	1,1191
10 —	1,0000	0,8043
30 —	1,4771	0,3342
1 minute	1,7782	0,0433
5 minutes	2,4771	$\bar{1},3609$
20 —	3,0792	$\bar{2},7870$

Les ordonnées diffèrent d'une constante de celles qu'auraient données les quotients $\frac{Q_t}{Vt}$.

La ligne obtenue est une droite dont le coefficient angulaire est :

$$a = 0,95.$$

On en déduit, en désignant par b une constante, la relation

générale :

$$\frac{p}{Vt} = e^{b}t^{-a}$$

ou

$$\frac{Q_t}{Vt} = Ke^{b}t^{-a},$$

et en posant :

$$\frac{\partial Q_t}{\partial t} = i,$$

$$\frac{i}{V} = Ke^{b}(1 - a)t^{-a}.$$

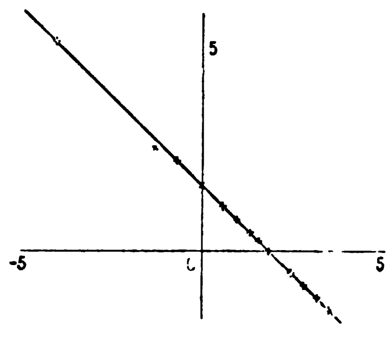


Fig. 3.

Si on appelle *intensité* le quotient $\frac{i}{V}$, l'intensité, très grande au début, diminue très rapidement avec la durée des charges. La valeur initiale très élevée de l'intensité correspond à ce que l'on nomme la charge instantanée. Un fait intéressant à noter est l'identité du résultat avec celui des expériences de M. J. Curie sur la conductibilité des cristaux. D'après M. J. Curie, la fonction qui relie l'intensité du courant au temps est :

$$I = at^{-n}.$$

La courbe du logarithme de l'intensité en fonction du logarithme du temps est une droite entre certaines limites.

M. Hess a obtenu le même résultat avec la gutta, la paraffine et le caoutchouc [1].

---

[1] *J. de Phys.*, 3e série, t. II, p. 149 ; 1893.

On voit, de plus, que la courbe déduite de la théorie proposée par M. Hess (¹) pour représenter les logarithmes des intensités du courant de charge est, entre certaines limites, une droite dont l'inclinaison diffère peu de l'inclinaison de la droite (*fig.* 3).

3° *Pouvoir inducteur spécifique :* La charge du même condensateur, lorsque les armatures sont séparées par une couche d'air, est indépendante de la durée de charge.

Si l'on appelle pouvoir inducteur spécifique le quotient de la charge du condensateur à diélectrique liquide, chargé pendant le temps *t*, par la charge du même condensateur à diélectrique air chargé, pendant le même temps, par la même différence de potentiel, on en conclura que le pouvoir inducteur spécifique varie avec la durée de charge. Dans ces conditions, le pouvoir inducteur spécifique n'est plus une constante, sa définition n'a plus de raison d'être.

Le même fait a été signalé par M. J. Curie (²) : « L'action du temps « de charge sur la valeur du pouvoir inducteur est très variable « avec les diverses substances...

« La différence provient surtout du commencement de la courbe « de charge lente dont on prend une portion en même temps que « la charge instantanée correspondant au pouvoir inducteur. » Avec la tourmaline (³) : « des valeurs 6 et 7 obtenues pour le temps de « une seconde, on tombe jusqu'au voisinage de 5 pour temps de « charge très court. »

Deuxième série : *Les armatures du condensateur brusquement isolées sont reliées*, l'armature externe au pôle de la pile de charge, l'armature interne à l'électromètre à quadrants ; pendant un intervalle de temps *t*, on mesure la charge communiquée à l'électromètre.

Les condensateurs et les liquides ont été ceux de la première série. L'électromètre a été employé :

1° En portant les deux paires de quadrants à des potentiels égaux et contraires par une pile de 100 éléments Gouy dont le milieu était au sol et en reliant l'aiguille à l'armature interne du condensateur ;

2° En chargeant l'aiguille avec l'un des pôles d'une pile de 100 éléments Gouy dont le second pôle est au sol et en reliant l'une des paires de quadrants à l'armature interne, l'autre paire étant au sol.

(¹) *Loc. cit.*, p. 150.
(²) *Ann. de Chim. et de Phys.*, 6ᵉ série, t. XVII, p. 413 ; 1889.
(³) *Loc. cit.*, p. 423.

1° *Résultats qualitatifs :* La charge de l'armature interne est de même signe que la charge de l'armature externe;

2° *Résultats quantitatifs :* J'ai cherché comment varie la charge :

1° Avec le potentiel de charge;

2° Avec la durée de charge.

L'erreur dans l'évaluation du temps est réduite au minimum en opérant la traction du quartz avec un levier sur la branche duquel on déplace le poids tenseur, et en notant l'instant où l'image est au zéro. La charge compensatrice est évaluée à 10 grammes près.

Les résultats sont corrigés des effets de la variation du champ et de la déperdition.

1° *Loi des forces électromotrices.* — Le condensateur a été successivement chargé par des éléments Gouy, avec les différences de potentiel et les durées de charge inscrites respectivement dans la première ligne horizontale et dans la première colonne verticale du tableau suivant. Quelques valeurs des quotients $\frac{p}{Vt} = \frac{Q_t}{KVt}$, prises dans différentes séries d'expériences, ont été inscrites dans les colonnes correspondantes ; les nombres ont été obtenus à une unité près du chiffre des centièmes.

TABLEAU III.

Durées	Différences de potentiels					
	1,39	1,39 × 2	1,39 × 3	1,39 × 6	1,39 × 8	1,39 × 14
1 minute	0,37	1,47	1,44	1,12	0,37	
6 minutes		0,32		0,30		
6m 45 secondes					0,21	
9 minutes		0,27			0,20	
10 —				0,21		0,26
12 —		0,23				0,27
13 —						0,26
14 —				0,21		
14m 20 secondes					0,22	
17 minutes		0,19				
19m 25 secondes					0,18	
22 minutes	0,19		0,17	0,18		
25 —	0,12	0,16				
26 —				0,17		
30 —		0,14		0,17		

Une courbe (*fig.* 4) a été construite en portant en abscisses les temps comptés en secondes et en ordonnées les valeurs des quotients

$\frac{p}{Vt} = \frac{Q_t}{KVt}$ correspondants au potentiel de charge $1^v,39 \times 6$. Ces points sont indiqués par le signe $\times$.

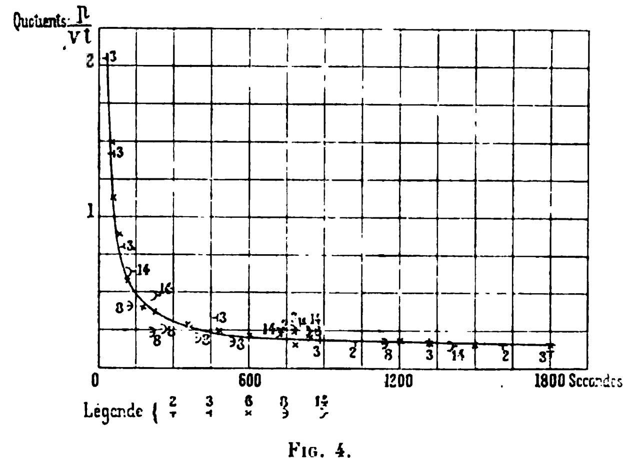


Fig. 4.

En reportant sur la même feuille les valeurs correspondantes aux autres expériences, marquées par des indices correspondants, on voit que tous les points sont sur la courbe. Il en résulte que les quantités d'électricité mesurées sur l'armature interne après des temps de charge égaux sont proportionnelles aux différences de potentiel de charge, autrement dit aux forces électromotrices.

2° *Variations des charges avec la durée de charge.* — Les durées de charge ont été variées en prenant, pour faire les branches horizontales des pendules interrupteurs de torsion, des pièces de poids très différents : 1° une tige de paille; 2° une tige d'aluminium; 3° une barre de fer épaisse.

L'addition de masses permettait en outre d'augmenter la durée d'une oscillation. Un jeu convenablement gradué d'arrêts produisait des durées de charge comprises entre 1 seconde et 27 minutes.

Les charges de l'armature interne ont été mesurées de deux manières différentes suivant la durée : 1° La durée de charge est inférieure à 1 minute; la méthode employée est celle des impulsions : *a*) au moment où l'armature externe est portée au potentiel V, l'armature interne reliée à l'électromètre se charge, l'impulsion de l'aiguille est notée; *b*) on cherche par quel poids il faut tirer le quartz pour

obtenir une impulsion égale. Il a été vérifié d'ailleurs que l'égalité des impulsions correspond à l'égalité des quantités d'électricité développées par traction. 2° La durée de charge est supérieure à 1 minute : j'ai employé une méthode de zéro. L'armature interne et le quartz sont reliés à l'électromètre de manière à fournir des charges de signes opposés. Je cherche quelle traction il faut exercer sur le quartz pour maintenir l'image au zéro, lorsque l'électromètre reçoit simultanément les charges développées sur l'armature interne et sur le quartz. Un premier groupe d'expériences a été fait avec le condensateur rempli de pétrole.

Les durées de charge ont été :

Première série de 15 secondes à 4 minutes;
Deuxième série de 15 secondes à 9 minutes.

Le potentiel de charge, $1^{v},09$, était fourni par un élément Daniell.

L'ensemble des résultats obtenus avec l'électromètre Hankel indique une variation lente du quotient $\frac{Q_t}{V_t}$ lorsque la durée de charge dépasse 30 secondes.

Un second groupe d'expériences beaucoup plus précises a été fait avec l'huile de paraffine.

Les durées de charge ont été :

$0^{sec},0042$,	$0^{sec},0062$,	$0^{sec},08$,	$0^{sec},24$,	1 seconde
$1^{sec},03$,	2 secondes,	3 secondes,	4 secondes, ...	1 minute
1 minute,	2 minutes,	3 minutes,	10 minutes, 11 minutes, . . .	27 minutes.

Le potentiel de charge produit par 6 éléments Gouy était $8^{v},34$.

Les températures ont été :

18° C. et 20°,5 C. pour les charges comprises entre $0^{sec},08$ et 1 minute;

15° C. pour les charges comprises entre 1 minute et 28 minutes.

Les nombres pris dans deux séries d'expériences sont :

TABLEAU IV.

Durée	Valeurs des quotients $\frac{p}{Vt} = \frac{Q}{KVt}$
$0^{sec},004$	14278
$0^{sec},006$	7928,6
$0^{sec},08$	374,64
$0^{sec},24$	124,85
1 seconde	19,18
5 secondes	4,32
10 —	2,996
20 —	1,918
40 —	0,874
1 minute	0,798
2 minutes	0,499
5^m 20 secondes	0,2805
10 minutes	0,259
14^m 45 secondes	0,2506
16^m 30 —	0,2541
27^m 20 —	0,2559

Les tractions compensatrices correspondantes à des durées de charge égales ne sont pas les mêmes dans les tableaux I et III. Les conditions de charge étaient différentes. L'approximation est la même que dans la première série.

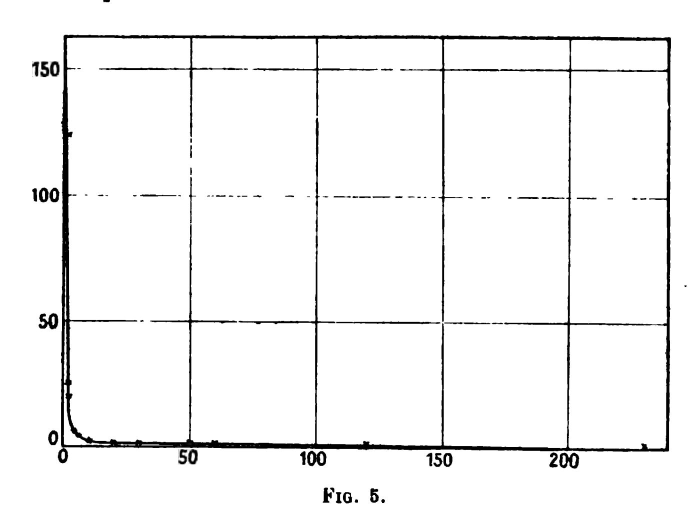


Fig. 5.

L'ensemble des résultats est représenté par la courbe (*fig.* 5) cons-

truite en portant en abscisses les durées de charge évaluées en secondes, et en ordonnées les quotients.

La courbe ainsi construite est semblable à la courbe tracée par M. J. Curie pour une lame de quartz perpendiculaire à l'axe [1].

Il faut remarquer que la courbe construite pour l'huile de paraffine correspond à une durée de charge de 1 à 27 minutes, tandis que la courbe relative au quartz correspond à une durée de charge de 3 heures.

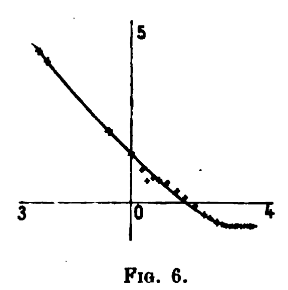


Fig. 6.

L'inconvénient de ce mode de représentation est de sacrifier le commencement de la charge. Si l'on veut donner un développement plus étendu au début de l'expérience, il faut prendre pour abscisses les logarithmes des t et pour ordonnées les logarithmes des quotients $\frac{p}{Vt}$; c'est le système adopté pour la construction de la courbe (*fig.* 6). Les valeurs des coordonnées correspondantes aux durées de charge inscrites dans la première colonne du tableau sont alors :

Tableau V.

Durées	$\log t$	$\log \frac{p}{Vt}$
$0^{sec},004$	$\bar{3},62$	4,155
$0^{sec},08$	$\bar{2},90$	2,573
$0^{sec},24$	$\bar{1},38$	2,096
1 seconde	0	1,283
5 —	0,699	0,635
20 —	1,301	0,283
1 minute	1,778	$\bar{1},902$
5^m 20 secondes	2,505	$\bar{1},448$
10 minutes	2,778	$\bar{1},414$
16^m 30 secondes	2,995	$\bar{1},405$
27^m 20 —	3,214	$\bar{1},408$

(1) *Ann. de Chim. et de Phys.*, 6e série, t. XVIII, p. 211.

La courbe ainsi construite se rapproche beaucoup de la ligne qui correspond aux expériences de la première série, aussi longtemps que la durée de charge est inférieure à 2 minutes.

Lorsque la durée de charge atteint environ 2 minutes, la courbe s'infléchit et devient rapidement une parallèle à l'axe des abscisses; alors

$$\log \frac{Q_t}{KVt} = C^{te},$$

d'où en employant la notation adoptée plus haut :

$$\frac{i}{V} = C^{te};$$

le régime permanent est atteint.

Troisième série : *Étude des charges dans la masse du diélectrique.* — Au cours des expériences des deux premières séries, j'ai constaté que la charge résiduelle du condensateur est inappréciable lorsque la durée de charge ne dépasse pas $0^{sec},08$. L'étude a été poursuivie de la manière suivante :

Un cylindre vertical en laiton de $3^{cm},5$ de diamètre et de 29 centimètres de hauteur, fermé à la base par un bouchon isolé, constitue l'armature *externe* d'un condensateur. Une tige de laiton de 5 millimètres de diamètre, montée suivant l'axe, en est l'armature interne. Le cylindre est rempli d'huile de paraffine à 18° C., et une différence de potentiel de $19^{v},46$ est établie entre les armatures.

Les durées de charge sont de 4 à 10 minutes. La différence de potentiel étant maintenue entre les armatures, on fait écouler, par le jeu d'un levier, l'huile de paraffine dans un cylindre isolé disposé au-dessous du condensateur relié à un électromètre.

La déviation de l'aiguille est inappréciable.

Conclusion. — La propagation des charges électriques à travers le pétrole et l'huile de paraffine est comparable à la propagation des charges électriques à travers les corps cristallisés. Aucune charge n'est appréciable dans l'intérieur du liquide.

Une analogie semblable a été signalée par Hertz (¹) entre les propriétés de la benzine et des cristaux.

(¹) *Wied. Ann.*, t. XX, p. 279; 1883.

CALCUL ÉLÉMENTAIRE DES VALEURS DES CHALEURS SPÉCIFIQUES D'UN LIQUIDE ET DE SA VAPEUR SATURÉE A LA TEMPÉRATURE CRITIQUE;

Par M. H. MONNORY.

La chaleur spécifique d'un liquide au contact de sa vapeur et la chaleur spécifique de la vapeur saturée éprouvent, quand la température s'élève, des variations bien connues depuis les expériences de M. Mathias et les recherches théoriques de MM. Duhem et Raveau. On sait en particulier que les valeurs de ces chaleurs spécifiques tendent respectivement vers $+\infty$ et vers $-\infty$, si la température croît jusqu'au point critique.

On peut s'en rendre compte aisément par un raisonnement élémentaire; il suffit d'observer que, si la température s'élève, le volume d'une masse liquide augmente, tandis qu'au contraire on doit diminuer le volume d'une masse de vapeur pour la maintenir à la tension maxima. En d'autres termes, si l'on désigne par u et u' les volumes spécifiques d'un liquide et de sa vapeur, à la température t et sous la tension maxima correspondante p, on a :

$$\frac{du}{dt} > 0, \qquad \frac{du'}{dt} < 0.$$

On peut d'ailleurs écrire:

$$\frac{du}{dt} = \frac{du}{dp}\frac{dp}{dt}, \qquad \frac{du'}{dt} = \frac{du'}{dp}\frac{dp}{dt}.$$

Or, quand la température s'élève jusqu'au point critique, $\frac{dp}{dt}$ tend vers une valeur finie; au contraire, les valeurs absolues de $\frac{du}{dp}$ et de $\frac{du'}{dp}$ tendent vers l'infini, puisque la tangente au point critique à l'isotherme correspondante est parallèle à l'axe des volumes.

On a donc à la température critique :

$$(1) \quad \frac{du}{dt} = +\infty, \qquad (2) \quad \frac{du'}{dt} = -\infty.$$

Supposons maintenant qu'on élève la température de l'unité de masse de la vapeur de t à $t + dt$, en portant sa pression à la nouvelle tension màxima $p + dp$. Son volume variera de la quantité néga-

tive du', et il faudra lui fournir la quantité de chaleur dQ'. Soit m' la chaleur spécifique de la vapeur saturée, à la température t ; on a :

$$dQ' = m'dt.$$

On sait d'ailleurs que l'on a également :

$$dQ' = c'dt + l'du',$$

c' désignant la chaleur spécifique à volume constant, et l' la chaleur latente de dilatation à la température t de la vapeur *sèche*. On peut supposer en effet que la vapeur est d'abord chauffée à volume constant de t à $t + dt$, puis comprimée à température constante jusqu'à la pression $p + dp$, et, pendant ces deux opérations, elle n'est pas saturante.

Pendant la compression à température constante, il se produit à la fois un travail interne qu'on peut représenter par la quantité de chaleur $l'_1 du'$ (l'_1 désignant la chaleur latente *interne* de dilatation), et un travail externe qui a pour expression pdu'. On a ainsi :

$$l'du' = \left(l'_1 + \frac{p}{E}\right) du'.$$

L'expression de dQ' devient finalement :

$$dQ' = m'dt = c'dt + \left(l'_1 + \frac{p}{E}\right) du',$$

et en divisant par dt :

(3) $$m' = c' + \left(l'_1 + \frac{p}{E}\right) \frac{du'}{dt}.$$

Si l'on désigne par c la chaleur spécifique à volume constant, par l_1 la chaleur latente interne de dilatation du liquide à la température t, on aurait de même pour expression de la chaleur spécifique m du liquide au contact de sa vapeur, à la température t :

(4) $$m = c + \left(l_1 + \frac{p}{E}\right) \frac{du}{dt}.$$

Considérons la dernière relation. Toutes les quantités qui figurent dans le second membre sont positives, et à la température critique :

$$\frac{du}{dt} = + \infty.$$

Donc la chaleur spécifique d'un liquide, en présence de sa vapeur, est constamment positive et augmente indéfiniment, quand la température s'élève jusqu'au point critique.

Considérons enfin le second membre de la relation (3). Le premier terme, c', est positif, ainsi que le premier facteur du deuxième terme; mais le dernier facteur $\frac{du'}{dt}$ est négatif et devient égal à $-\infty$ à la température critique.

Donc la chaleur spécifique de la vapeur saturée peut être négative ou positive tant que la température est éloignée du point critique, mais elle est nécessairement négative et indéfiniment décroissante quand la température devient de plus en plus voisine de la valeur critique.

CHALEUR SPÉCIFIQUE DE LA VAPEUR D'EAU SATURÉE.

La chaleur spécifique de la vapeur d'eau saturée est-elle toujours négative, ou présente-t-elle deux points d'inversion, comme celle de l'anhydride sulfureux?

On sait que la relation bien connue

$$m' = m + \frac{dL}{dT} - \frac{L}{T} \text{ (1)}$$

permet de calculer la chaleur spécifique d'une vapeur saturée quand on connaît la chaleur totale et la chaleur latente de vaporisation. Les valeurs de ces deux quantités ont été déterminées par Regnault jusqu'à la température de 195° (468° absolus). En tenant compte des résultats classiques des expériences de Regnault, la relation précédente devient :

$$(5) \qquad m' = -\frac{800,8}{T} + 1,056 - 0,00002257T + 0,0000003T^2.$$

Si on regarde cette dernière équation comme exacte *dans les limites des expériences de Regnault*, il est facile de voir que la chaleur spécifique de la vapeur d'eau saturée reste constamment négative.

(1) On peut remarquer qu'à la température critique le second membre de cette relation prend la forme $(\infty - \infty)$; il ne peut donc pas faire connaître, *a priori*, la valeur de m' au point critique.

Traçons (*fig.* 1) la branche AB de la courbe représentée par cette équation, entre les limites précitées, les coordonnées du point extrême B étant $T = 468°$ et $m = -0,695$, et menons la tangente à la courbe au point B. On peut connaître le coefficient angulaire de cette tangente, en prenant la dérivée du second membre de l'équation (5),

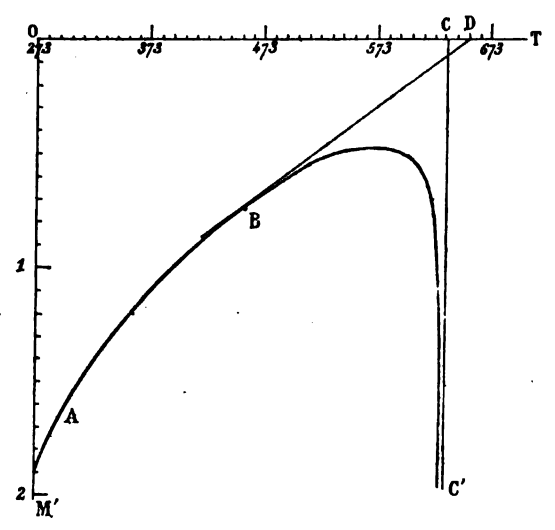


Fig. 1.

et calculer ensuite l'abscisse de son point de rencontre D avec l'axe OT. On trouve ainsi 655°. Cette valeur est supérieure à celle de la température critique absolue de l'eau, qui, d'après MM. Cailletet et Colardeau, est égale à 638° absolus. Soit C le point ayant pour abscisse cette température critique. La courbe représentant les valeurs m' est asymptote à la parallèle CC′ menée par le point C à l'axe OM′ ; elle doit se trouver, d'ailleurs, tout entière au-dessous de la tangente BD. Elle ne peut donc pas rencontrer l'axe des températures, et sa forme doit être voisine de celle représentée par la figure.

On est ainsi conduit à regarder la chaleur spécifique de la vapeur d'eau saturée comme constamment négative ; elle passe par un maximum qui ne paraît pas être supérieur à $-0,30$.

PHILOSOPHICAL MAGAZINE;

T. X; année 1905, 2e semestre.

W. WATSON. — The Determination of the Moment of Inertia of the Magnets used in the Measurement of the Horizontal Component of the Earth's Field (Détermination du moment d'inertie des aimants employés pour la mesure de la composante horizontale du champ terrestre). — P. 130.

Pour déterminer le moment d'inertie du barreau des magnétomètres, on procède généralement en faisant osciller le barreau seul, puis après lui avoir ajouté une surcharge constituée par un cylindre de laiton dont le moment d'inertie est calculé d'après ses dimensions. Cette méthode suppose que la densité de la masse additionnelle est parfaitement uniforme et peut occasionner des erreurs. Afin d'éviter ces erreurs, auxquelles l'auteur attribue des différences qui ont été constatées entre les magnétomètres employés dans les observatoires de l'Inde et les étalons de Kew, il propose de munir les magnétomètres de masses additionnelles dont les moments d'inertie auront été déterminés au préalable expérimentalement par comparaison avec un barreau d'inertie étalon. L'auteur donne la description d'un appareil à oscillations (étrier supporté par un fil de quartz) permettant de déterminer avec précision le moment d'inertie de l'étalon, et donne les valeurs comparatives obtenues pour différents barreaux conservés à South Kensington et à Kew.

JOHN MORROW. — On the Lateral Vibration of Bars of Uniform and Varying Sectional Area (Sur les vibrations transversales des verges de section uniforme et de section variable). — P. 113.

L'équation des verges vibrantes,

$$\frac{d^4y}{dx^4} = \mu^4 y,$$

où y représente l'amplitude à une distance x de l'origine, admet la solution générale :

$$\mu = \text{A} \sin \mu x + \text{B} \cos \mu x + \text{C} \sin h \, \mu x + \text{D} \cos h \, \mu x.$$

Dans le cas où la verge a une section uniforme, le calcul des

valeurs numériques n'offre pas de difficulté en général. Il n'en est pas de même quand la section est variable, ou que la densité et l'élasticité n'ont pas la même valeur aux différents points.

L'auteur donne une méthode de calcul approchée qui permet de traiter facilement non seulement les cas principaux, mais aussi ceux qui offrent certaines difficultés analytiques dans la méthode générale.

Si l'on désigne par y_z l'amplitude du mouvement à une distance z de l'origine, et par y_1 l'amplitude à l'origine, supposée être l'amplitude maximum, on a :

$$(1) \qquad \frac{y''_z}{y_z} = \frac{y''_1}{y_1}, \qquad y''_z = \frac{d^2 y_z}{dt^2}, \qquad y''_1 = \frac{d^2 y_1}{dt^2},$$

relation équivalente à :

$$y - \cos Kt \, . \, f(x).$$

D'autre part, on a :

$$(2) \qquad \frac{d^2 y}{dx^2} = \frac{M}{EI}$$

(M, moment des forces élastiques longitud inales ; E, module d'élasticité ; I, moment d'inertie de la section ; $\frac{d^2 y}{dx^2}$, inverse du rayon de courbure).

M peut s'exprimer en fonction de $\frac{y''_1}{y_1} y_z$, ainsi que de la densité et de l'aire de la section droite.

On suppose $y = f(x)$ de la forme d'une fonction entière en prenant un nombre suffisant de termes dans le développement pour pouvoir satisfaire aux conditions aux extrémités.

Ainsi, pour la verge libre-fixée, on fait :

$$y = A + Bx + Cx^2 + Dx^3 + Ex^4,$$

les coefficients étant déterminés par les conditions aux extrémités. La valeur obtenue pour y est substituée dans le second membre de l'équation (2), qui s'intègre par des quadratures simples et fournit une seconde valeur de y plus approchée.

Cette valeur peut être traitée comme la précédente, et l'on procède ainsi par approximations successives.

En fait, la seconde approximation donne des valeurs déjà très voisines des valeurs exactes.

La période est fournie par la relation :

$$N = \frac{1}{2\pi}\sqrt{-\frac{y_1''}{y_1}}.$$

E.-H. BARTON et A.-B. GARRETT. — Vibrations Curves simultaneously obtained from a Monochord sound-Box and String (Courbes, obtenues simultanément, des vibrations d'une corde et de sa caisse de résonance). — P. 149.

Le problème de la vibration d'une corde a été complètement traité théoriquement et expérimentalement (notamment par Helmholtz). Mais on doit noter que le son que reçoit l'oreille ne lui parvient qu'après avoir été transmis successivement par les chevalets, la table de la caisse d'harmonie et l'air contenu dans la caisse même. Ces différentes vibrations n'ont pas les mêmes qualités que celles qu'exécute la corde, c'est-à-dire ne sont pas composées des mêmes termes de la série de Fourier.

Les auteurs se sont proposé de rechercher les changements qu'apporte dans les vibrations le passage par les différents intermédiaires nécessairement employés pour les rendre perceptibles.

Les mouvements de la corde et de la table de la caisse d'harmonie sont enregistrés simultanément par la photographie. Pour l'enregistrement des mouvements de la corde, on employait la méthode de Krigar-Menzel et Raps. L'image d'une fente fortement éclairée est projetée sur la corde, et à angle droit avec elle. Cette image est utilisée comme objet pour donner, sur une pellicule photographique entraînée par un tambour, une seconde image réelle brillante sur laquelle se détache l'ombre de la portion vibrante.

Le mouvement de la table d'harmonie est enregistré à l'aide d'une pièce légère à trois pieds (en aluminium). Deux des pieds sont respectivement engagés dans une fente et un trou pratiqués dans une pièce massive et fixe, le troisième repose sur une glace mastiquée sur la table vibrante et porte un miroir concave.

On réalise ainsi par le dispositif — trou, fente, plan — une sorte de levier optique capable de renvoyer sur une plaque sensible un étroit pinceau de lumière.

L'amplification du mouvement, qui est de 2,9 pour la corde, se trouve porté à 760 pour la caisse sonore.

Une série de planches photographiques très claires montre les aspects des mouvements respectifs selon que la corde est déplacée

sans vitesse initiale, pincée ou frappée en différents points de manière à amener la prédominance de tel ou tel harmonique.

K. HONDA. — A Portable Aëro-mercurial Tide-Gauge (Marégraphe transportable à manomètre). — P. 253.

L'appareil, qui est une modification du marégraphe de Seibt, est un marégraphe plongeur.

Une cloche métallique lestée et ouverte à la partie inférieure repose sur le fond. Selon la hauteur de marée, l'air qu'elle contient est plus ou moins comprimé. La pression est transmise par un tube de plomb de 3 millimètres de diamètre à un manomètre à mercure à air libre. L'enregistrement est opéré sur un tambour mobile à l'aide d'un index d'aluminium fixé à un flotteur d'ébonite porté par le mercure de l'une des branches du manomètre.

Une relation facile à établir montre que le déplacement du ménisque du mercure demeure sensiblement proportionnel à la variation du niveau de l'eau tant que le volume de l'air contenu dans le tube est faible par rapport à celui de la cloche.

Le calcul montre que les corrections dues à la variation de la température de l'eau et aux variations de la pression barométrique sont en général assez faibles pour pouvoir être négligées.

R.-V. STANFORT. — A new Form of Pyknometer (Nouvelle forme de densimètre). — P. 269.

A.-D. DENNING. — A Simple Method of Determining the Radiation Constant : suitable for a Laboratory Experiment (Méthode simple pour déterminer la constante de rayonnement : commode pour un laboratoire). — P. 270.

Le principe de la méthode est le suivant :

Un disque d'argent de dimensions connues est recouvert par un radiateur hémisphérique noirci intérieurement et en occupe le centre.

Le disque d'argent se trouve, au début de l'expérience, à la température extérieure.

Il est protégé par un écran constitué par une feuille de nickel. Le radiateur hémisphérique forme le fond d'un manchon métallique dans lequel on peut faire circuler un courant de liquide ou de vapeur afin de le porter à une température déterminée.

Le radiateur n'est porté sur le disque d'argent que lorsqu'il a atteint une température bien constante. Pour faire l'observation, on enlève l'écran de nickel. La température du disque s'élève progressivement, et on en suit les variations à l'aide d'un couple thermo-électrique (argent-constantan) dont les fils sont soudés au disque. Si l'on désigne par C la capacité calorifique du disque, par A la surface exposée au rayonnement, par R et R_1 les rayonnements respectifs du disque et du radiateur par unité de temps, on a :

$$C \frac{dT}{dt} = (R_1 - R) A,$$

$\frac{dT}{dt}$ représentant la variation de température initiale.

Selon la loi de Stefan, on a :

$$R = \sigma T^4, \qquad R_1 = \sigma T_1^4,$$

T et T_1 étant les températures absolues respectives du disque et du radiateur hémisphérique.

Par suite :

$$\sigma = \frac{C}{A(T_1^4 - T^4)} \cdot \frac{dT}{dt}.$$

Un galvanomètre d'Arsonval est intercalé dans le circuit de l'élément thermo-électrique.

En notant les déviations successives du spot à intervalles de temps égaux, on obtient la valeur de $\frac{dT}{dt}$ et l'on calcule aisément σ.

La moyenne d'un grand nombre de mesures concordantes effectuées en prenant successivement pour la température T_1 des valeurs de : 100° (eau bouillante), 78°,6 (alcool bouillant), 57° (acétone bouillant), 0° (glace fondante), a donné pour σ la valeur $\sigma = 5,3$ qui concorde avec la valeur $\sigma = 5,32$ donnée par Kurlbaum comme résultat d'expériences plus complètes.

J.-A. FLEMING. — On the Ratio between the Mean Spherical and the Mean Horizontal Candle-Power of Incandescent Electric Lamps (Sur le rapport entre l'intensité moyenne sphérique et l'intensité horizontale moyenne des lampes électriques à incandescence). — P. 208.

Il résulte de mesures effectuées par M. Dyke sur différents types de lampes à incandescence qu'il existe un rapport constant entre l'intensité moyenne horizontale obtenue en faisant tourner la lampe

autour d'un axe vertical et l'intensité moyenne sphérique. Les déterminations expérimentales donnent au rapport la valeur de 0,78. Un calcul très simple permet de retrouver ce résultat si l'on suppose que la longueur du filament soit faible par rapport à la distance de l'écran photométrique et que la loi du cosinus soit vérifiée.

Pour un court filament vertical, on a en effet pour expression du flux total reçu par une surface sphérique de rayon r ayant le milieu du filament pour centre :

$$4\pi r^2 I_s = 4\pi r^2 I_H \int_0^{\frac{\pi}{2}} \cos^2 \theta d\theta,$$

en désignant par I_s l'intensité moyenne sphérique, et par I_H, l'intensité moyenne horizontale, c'est-à-dire celle qui se trouve déterminée quand on imprime une rotation au filament.

Or,

$$\frac{I_s}{I_H} = \int_0^{\frac{\pi}{2}} \cos^2 \theta d\theta = \frac{\pi}{4} = 0,785.$$

La concordance des résultats de l'expérience avec le calcul montre que la loi du cosinus s'applique très exactement. Dans le cas où l'on ne peut considérer la longueur du filament comme très faible par rapport à la distance de l'écran photométrique, le calcul permet de déterminer aisément le facteur de correction.

Pour un filament recourbé en boucle simple (forme de fer à cheval), on a ainsi :

$$\frac{I_s}{I_H} = \frac{\pi}{4} \left\{ \frac{2}{\cos^2 \Phi + \Phi \cot \Phi} \right\},$$

où Φ représente la moitié de l'angle sous-tendu par le filament entier du centre de l'écran photométrique.

G.-B. DYKE. — On the Flux of Light from the Electric Arc with Varying Power Supply (Sur le flux émis par un arc électrique pour différentes puissances fournies). — P. 216.

L'auteur a tracé une série de courbes donnant la relation entre l'intensité moyenne sphérique et le nombre de watts consommés dans l'arc, tant pour des courants continus que pour des courants alternatifs.

Il a cherché à comparer l'efficacité des arcs continus et alternatifs en tant que sources lumineuses pour diverses puissances, en donnant la valeur de l'intensité moyenne sphérique par watt.

L'intensité moyenne sphérique était directement mesurée au moyen d'un photomètre intégrant dont la partie principale se compose d'un système de miroirs disposés en demi-cercle, de manière à ce que la lumière émise par une source placée au centre soit renvoyée sur un écran placé également au centre sous le même angle que l'angle d'émission de la source.

Pratiquement, pour opérer les mesures, on se sert d'une lampe à incandescence comme étalon secondaire. Comme on est alors obligé de placer la lampe tout près de l'écran photométrique (pour des arcs d'une intensité moyenne sphérique de 2.000 bougies), il est nécessaire d'apporter une correction à la distance mesurée du filament à l'écran pour tenir compte de l'angle sous-tendu par le filament.

Les comparaisons ont été étendues à des arcs dont les longueurs variaient de 1^{mm},6 à 9 millimètres, par fractions de 1^{mm},6 environ. Les principaux résultats obtenus sont les suivants :

1° Les courbes représentatives de l'intensité moyenne sphérique en fonction des watts dépensés sont des lignes droites, aussi bien pour les arcs alternatifs que pour les arcs continus ;

2° Ces droites ne passent pas par l'origine, c'est-à-dire qu'à une intensité infiniment petite correspond une dépense de puissance finie de 200 à 400 watts selon la longueur de l'arc. Cette dépense, qui correspond vraisemblablement à l'énergie chimique due à l'évaporation du carbone dans le cratère, est la même pour les arcs alternatifs et les arcs continus ;

3° Pour des arcs d'une longueur supérieure à 3^{mm},2, le rapport du rendement lumineux des arcs continus et alternatifs est de 3 à 2.

Mais, pour les arcs plus courts, les rendements lumineux tendent d'abord vers l'égalité, puis l'avantage passe à l'arc alternatif pour une longueur de 1^{mm},6.

Le calcul permet de retrouver ce résultat en tenant compte des positions relatives du cratère et des crayons formant écrans. Il montre notamment qu'il doit y avoir égalité de rendement lumineux pour une longueur d'arc égale à 2^{mm},7.

W.-A. PRICE. — The Electrical Resistance of a Conductor the Measure of the Current passing (Utilisation de la variation de résistance d'un courant conducteur pour obtenir la valeur du courant). — P. 352.

Étude de dispositifs permettant d'utiliser la variation de résistance produite par l'échauffement d'un fil pour obtenir avec une certaine précision la mesure du courant. Les expériences ont été effectuées avec des filaments de lampes à incandescence, et avec des fils de platine dans l'air et dans le vide.

On peut compter sur une certaine régularité dans l'emploi des filaments de lampes, à condition de ne pas dépasser une centaine de milliampères. Les courbes du courant en fonction de la résistance d'un filament ne subissent que des variations assez peu importantes avec le temps pour qu'on puisse s'en servir pratiquement. Pour obtenir quelque précision, il faut avoir recours au platine pur.

Pour les fils de platine, il y a lieu de noter l'accroissement rapide de la résistance du fil qui se produit pour un courant donné quand on diminue la pression du gaz dans le récipient qui contient le fil. Cet accroissement de résistance, qui est très notable pour les faibles pressions, pourrait être utilisé comme moyen de jauger les vides élevés.

En tous les cas, pour obtenir des résultats comparables, il faut disposer les conducteurs dans des récipients relativement volumineux et parfaitement vidés.

Les lampes à incandescence conviennent pour les faibles courants et les voltages élevés, les fils ou lames de platine pour les courants plus intenses et les bas voltages. Quand on se sert du platine, il faut avoir soin de faire rougir au préalable le fil dans le vide afin d'éliminer les gaz occlus.

A.-M. WORTHINGTON. — A Fundamental Experiment in Electricity (Une expérience fondamentale d'électricité). — P. 380.

L'objet de l'expérience en question consiste à rechercher s'il se produit entre des régions de l'espace à potentiel électrique différent des modifications susceptibles de provoquer une différence de marche entre deux faisceaux lumineux qui les traversent.

Un réfractomètre interférentiel est constitué par deux tubes métal-

liques parallèles (ou plutôt par les deux portions d'un même tube de laiton séparées par une cloison d'ébonite longitudinale) dans l'axe desquels on fait passer les faisceaux fournis par deux fentes voisines éclairées par une lampe Cooper-Hewitt.

On crée à l'aide d'une machine statique une différence de potentiel de 60.000 volts entre les deux tubes. Cette différence de potentiel tombe brusquement à zéro quand la décharge se produit entre les éclateurs de la source.

L'expérience n'a permis de constater aucun déplacement des franges. Un déplacement de $\frac{2}{10}$ de millimètre étant aisément observable, la longueur du tube étant de 152 centimètres et la longueur d'onde de la lumière utilisée égale à $57 \cdot 10^{-6}$ centimètres, une variation de vitesse de $\frac{1}{53} \cdot 10^{-6}$ eût été appréciable.

Lord BLYTHSWOOD et S. ALLEN. — Dewar's Method of producing High Vacua (Méthode de Dewar pour la production de vides élevés). — P. 497.

C'est le procédé déjà indiqué, qui consiste à absorber les gaz par du charbon refroidi dans de l'air liquide.

En employant une quantité suffisante de charbon, on arrive aisément à obtenir le vide de Crookes dans des ampoules de capacité notable. La durée de l'opération ne dépasse guère une demi-heure.

On a cherché à déterminer la loi de l'absorption de l'air par le charbon refroidi à la température de l'air liquide.

En opérant en présence d'un grand excès d'air, on trouve que le volume de gaz absorbé par le charbon est sensiblement indépendant de la quantité de gaz contenue dans l'appareil.

Le volume absorbé augmente cependant un peu avec la pression. Ainsi 2 grammes de charbon absorbent 18 centimètres cubes d'air à la pression de 393 millimètres, et $22^{cm^3},3$ à la pression de 726 millimètres.

On a déterminé la vitesse d'absorption de l'air par le charbon refroidi en relevant de 30 secondes en 30 secondes la valeur de la pression du gaz. Les observations s'accordent bien avec la relation :

$$\log(p - p_0) = A - \lambda t,$$

où $p - p_0$ représente au temps t l'excès de la pression sur la pression

finale, ce temps t étant compté à partir du moment où l'on fait l'application de l'air liquide.

L'observation précédente se rapporte au cas de charbon mis en contact avec de l'air en vase clos. En opérant avec de l'air à pression constante (pression atmosphérique), on obtient une relation

$$\log(\xi - x) = a - \lambda t$$

de la même forme que celle qui a été donnée ci-dessus, entre le temps t, et le volume $(\xi - x)$ qui reste à absorber pour atteindre l'équilibre final.

La valeur numérique de la constante λ demeure sensiblement la même, ce qui indique que, dans les limites des expériences, la rapidité de l'absorption est indépendante de la pression.

On obtient encore des relations de la même forme quand on étudie l'absorption d'un volume limité de gaz par un grand excès de charbon. Ainsi, la pression à un instant t est bien représentée par la relation

$$\log p = A - \lambda t,$$

qui est exactement la même que celle qui a été donnée plus haut, p_0 devenant négligeable dans le cas présent. On doit donc considérer chaque élément de charbon (vraisemblablement chaque élément superficiel) comme capable de fixer une quantité déterminée de gaz, cette quantité étant indépendante (ou presque) de la pression.

R.-W. WOOD. — The Fluorescence of Sodium vapour and the Resonance Radiation of Electrons (La fluorescence de la vapeur de sodium et la résonance des électrons). — P. 513.

Les théories modernes de l'absorption amènent à la conclusion qu'un électron doit rayonner une portion de l'énergie qu'il reçoit quand il est excité par une vibration de même période que la sienne.

En d'autres termes, on doit retrouver en optique les phénomènes généraux de la résonance.

Les tentatives qui avaient été faites jusqu'ici pour déceler une émission *latérale* de lumière jaune, quand du sodium en vapeur reçoit et absorbe des radiations jaunes (émises par du sodium), étaient restées infructueuses. L'auteur est parvenu à mettre le phénomène en évidence.

Le dispositif le plus simple consiste à éclairer latéralement, à

l'aide d'un pinceau de lumière jaune intense fourni par une lentille L, un tube à essai fermé par une glace *ab*, contenant un morceau de sodium, et dans lequel on a fait le vide (aussi complètement que possible) par un tube *t*.

En chauffant le tube, on vaporise progressivement le sodium, et l'on observe, en regardant par la glace *ab*, une magnifique émission de lumière jaune qui prend naissance dans une couche d'autant plus mince que la densité de la vapeur est plus grande, c'est-à-dire que l'on chauffe davantage.

Ce dispositif peut être perfectionné en remplaçant le tube de verre par un tube d'acier fermé par des glaces et substituant au faisceau de la lentille L un pinceau de lumière monochromatique provenant d'une région bien délimitée d'un spectre pur.

La lumière émise par la vapeur de sodium est alors examinée au spectroscope. Dans ces conditions, on observe les phénomènes suivants :

1° Quand la lumière excitatrice est la lumière monochromatique du sodium, le spectre de « fluorescence » se compose uniquement d'une bande diffuse qui occupe la place de la raie D, et que l'on parvient à séparer en deux bandes distinctes correspondant à D_1 et D_2. Ces bandes n'apparaissent que si la lumière excitatrice contient la longueur d'onde de D et représentent donc bien l'émission de radiations d'électrons excités par des vibrations de même période que leur période propre ;

2° Quand la lumière excitatrice est blanche, le spectre de fluorescence, très complexe, est constitué par un grand nombre de lignes diffuses, distribuées dans les régions vert jaune et vert bleu en groupes ou bandes qui vont en s'élargissant du côté de la région bleue. Irrégulièrement distribuées dans le bleu et le vert, les bandes sont régulièrement espacées dans la région vert jaune et donnent au spectre une apparence cannelée ;

3° Avec une lumière excitatrice monochromatique (longueur d'onde différente de D), on obtient en général un spectre d'un aspect analogue à celui que fournit la lumière blanche. Les bandes paraissent changer rapidement de place quand on modifie légèrement la longueur d'onde de la lumière incidente. Mais ce n'est qu'une apparence, car les lignes dont elles se composent demeurent parfaitement fixes et éprouvent seulement des variations respectives d'intensité.

J.-A. HARKER. — The Specific Heat of Iron at High Temperature (Chaleur spécifique du fer à haute température). — P. 430.

La connaissance de la chaleur spécifique du fer aux températures élevées présente une certaine importance en métallurgie. Les seules valeurs numériques un peu récentes que l'on possède sont celles de Pionchon. Mais, comme Pionchon se servait d'une valeur incorrecte de la chaleur spécifique du platine (d'après Violle), puisque cette valeur le conduisait à fixer le point de fusion de l'argent à 905°, tandis qu'on sait depuis qu'il est compris entre 955° et 962°, il en résulte que les valeurs qu'il donne doivent subir une correction. D'autre part, il a éprouvé de grandes difficultés à pousser les mesures au delà de 900°. L'auteur a repris ses mesures en opérant par une méthode calorimétrique. Le calorimètre est un calorimètre à eau ordinaire. L'échantillon est porté à la température voulue dans un fourneau tubulaire chauffé électriquement, que l'on amène rapidement au-dessus du vase calorimétrique quand la température voulue est atteinte. La température de l'échantillon est donnée par un couple thermo-électrique enfermé dans un tube d'acier.

Pour pouvoir projeter très rapidement l'échantillon de métal dans le calorimètre, cet échantillon est suspendu à une boucle de fil fin de platine qui peut être fondue instantanément au moment voulu par le passage d'un courant. Il est indispensable de protéger le fer de l'oxydation. On a essayé de le placer dans des tubes de quartz, mais le quartz se brise en tombant dans l'eau froide du calorimètre. On réussit à éviter cet accident en faisant tomber l'enveloppe de quartz dans un vase métallique mince, contenu dans le calorimètre et rempli de magnésie calcinée en poudre fine. Une couche épaisse de magnésie en poudre se laisse traverser aisément par un corps un peu lourd qu'on laisse tomber à la surface. L'échantillon se trouve ainsi immédiatement enrobé après sa chute et prend rapidement la température du calorimètre.

L'enveloppe de quartz présente cependant un inconvénient, car sa conductibilité est faible, et l'équilibre de température s'établit trop lentement. On obtient de meilleurs résultats en plaçant le fer dans une enveloppe de porcelaine vernie.

Les valeurs obtenues par l'auteur concordent assez exactement avec les valeurs numériques données par Pionchon (corrigées comme il a été dit ci-dessus) jusqu'à la température de 900°.

La chaleur spécifique, qui a la valeur de 0,1175 à 200°, va en croissant jusqu'à 850° où elle atteint la valeur de 0,1647, puis diminue ensuite pour atteindre la valeur de 0,1534 à 1.100°. Ce dernier résultat mériterait confirmation.

K. HONDA et S. SHIMIZU. — **On the Magnetization and the Magnetic Change of Length in Ferromagnetic Metals and Alloys at Temperatures ranging from —186° at + 1.200° C.** (Sur l'aimantation et la variation magnétique de longueur dans les métaux magnétiques et les alliages entre les températures de — 186° et + 1.200° C.). — Deux mémoires. — P. 642.

Les auteurs ont étudié les propriétés magnétiques de cinq métaux (fer de Suède, acier au tungstène, nickel-cobalt) et de douze aciers au nickel (mis à leur disposition par M. Ch.-Éd. Guillaume).

Les éprouvettes avaient reçu la forme d'ellipsoïdes allongés (grand axe, 20 centimètres ; petit axe, 1 centimètre) disposés le grand axe vertical. On opérait par méthode magnétométrique, le champ variant de 1 à 750 environ.

Les résultats, qui sont consignés dans des tableaux, peuvent être résumés brièvement comme suit :

Pour le fer, l'acier au tungstène et le nickel, le refroidissement dans l'air liquide diminue l'aimantation dans les champs faibles et l'accroît dans les champs intenses; cet effet d'inversion se produit pour un champ de 115 gauss avec le fer doux.

Pour le cobalt, l'effet produit est toujours une diminution de l'aimantation, et l'aimantation ne reprend pas, par réchauffement ultérieur, sa valeur primitive comme avec les trois autres métaux.

Les résultats obtenus avec les aciers au nickel confirment les recherches antérieures. L'aimantation des alliages dont la teneur en nickel est supérieure à 26,64 0/0 est réduite dans les champs faibles, et accrue dans les champs forts. Pour les alliages de teneur inférieure à 26,64 0/0, l'aimantation augmente toujours par le refroidissement. Dans les alliages irréversibles, l'aimantation après refroidissement et retour à la température ordinaire peut atteindre une valeur supérieure à celle qu'elle prend dans l'air liquide.

Le refroidissement dans l'air liquide amène un accroissement de l'hystérésis, sauf pour les faibles inductions avec le fer doux. D'une manière générale, on peut traduire les phénomènes en disant que l'action de l'air liquide produit un effet de trempe.

Les observations aux températures élevées sont conformes aux

nombreuses observations antérieures. Pour certains aciers au nickel, l'irréversibilité des courbes de l'aimantation en fonction de la température conduit à ce résultat curieux qu'il est possible de donner à un échantillon une valeur d'aimantation quelconque à la température ordinaire, à la condition de lui faire parcourir un cycle convenablement choisi.

Il existe donc pour ces aciers, non pas seulement deux états d'équilibre stable, mais une infinité. C. Tissot.

THE ASTROPHYSICAL JOURNAL;

T. XXI; 1905.

Arthur SCHUSTER. — Radiation through a foggy atmosphere (Le rayonnement à travers une atmosphère brumeuse). — P. 1-22.

Dans l'étude de la transmission de la lumière à travers une masse de gaz, on ne considère d'habitude que les effets d'absorption et d'émission et l'on néglige ceux de diffraction. Cependant, quand la masse absorbante contient de fines particules en suspension, la diffraction que celles-ci produisent change le caractère de la radiation transmise. M. Schuster discute les conditions suivant lesquelles une masse de gaz rayonnante produit des spectres de raies brillantes ou sombres si l'on tient compte de cette influence.

Les équations de M. Schuster réduites à des cas simples montrent qu'une couche infiniment épaisse d'un gaz lumineux, à température uniforme, donne toujours un spectre de raies brillantes, et ne peut pas s'assimiler à un corps noir comme cela serait en l'absence de diffusion. Voici une démonstration élémentaire de ce fait en contradiction avec la théorie ordinaire :

Soit deux radiations homogènes ayant des pouvoirs émissifs et absorbants très différents. Celle pour laquelle ces pouvoirs sont les plus grands ne provient que d'une mince couche de gaz, le rayonnement des autres couches étant absorbé ; la deuxième proviendra d'une couche beaucoup plus épaisse. La théorie indique d'ailleurs que, quel que soit son pouvoir émissif, en accroissant son épaisseur, le gaz donne la même radiation qu'un corps noir à la même température ; mais introduisons l'effet de la diffraction en plus de celui de l'absorption. La première radiation en sera peu affectée, puis-

qu'elle provient d'une couche mince ; l'autre, au contraire, provenant d'une couche épaisse, sera beaucoup plus affaiblie par la perte de la lumière diffractée. La radiation sera donc d'autant plus forte que son pouvoir émissif sera plus grand, et le gaz donnera un spectre de raies brillantes.

Dans le problème de l'absorption tel qu'on le pose d'ordinaire, on place un milieu froid de température uniforme devant un milieu plus chaud, et le changement de température se produit brusquement. Il ne peut en être ainsi dans les corps célestes, aussi M. Schuster étudie-t-il l'émission d'un gaz dont la température varie d'une façon continue dans sa masse. Cette étude ne peut être faite que dans des cas très simples ; elle montre que l'élément important est le gradient du rayonnement, qui dépend non seulement du gradient de la température, mais aussi de la longueur d'onde. Le même accroissement de température produit un gradient de rayonnement moins rapide à l'extrémité violette du spectre qu'à l'extrémité rouge. On en conclut qu'avec un faible accroissement de température à l'intérieur d'un gaz les raies de courtes longueurs d'onde ont beaucoup moins de tendance à devenir brillantes que les autres.

L'auteur indique, en conclusion, l'importance de ses résultats dans les problèmes d'astrophysique. Ils donnent l'explication de l'existence des étoiles à raies brillantes et des étoiles présentant à la fois des raies brillantes et sombres.

Lewis-E. JEWELL. — The revision of Rowland's system of standard wave-lengths (La revision du système des longueurs d'onde étalons de Rewland). — P. 23-34.

Cette note a été écrite, pour la conférence des recherches solaires tenue à Saint-Louis en 1904, par le collaborateur de Rowland dans son œuvre spectroscopique. Il indique pour la première fois une cause d'erreur assez importante : l'obturateur permettant de mettre plusieurs spectres sur la même plaque pouvait par son mouvement déplacer la plaque et introduire ainsi des erreurs parfois bien supérieures à 0,01 U. A. De plus, si la vis de l'appareil de mesure était excellente, son microscope laissait à désirer.

Rowland ne s'intéressait pas à la mesure des raies du spectre solaire, ne comprenant pas leur importance à venir pour les mesures des vitesses radiales des étoiles ; il ne cherchait à obtenir que la précision suffisante pour leur identification avec celles des métaux,

et presque aucune des plaques ne portait les données nécessaires pour les corrections provenant du mouvement de la Terre et de la pression atmosphérique. Au début du travail il voulait même utiliser les plaques à gros grains du commerce, et ce n'est pas sans peine que Jewell parvint à lui faire employer les plaques à grains si fins qu'il avait faites lui-même pour sa carte du spectre solaire. Les épreuves du spectre solaire sont excellentes, mais celles qui ont servi à la comparaison des spectres solaires et métalliques sont beaucoup moins bonnes.

L'auteur termine en annonçant que, pour l'étude de la rotation du Soleil, il avait entrepris une nouvelle détermination plus précise d'étalons, qui est en bonne voie d'exécution.

E. BARNARD. — The Bruce photographic telescope (La lunette photographique Bruce). — P. 35-49.

Cet instrument, dû à la générosité de miss C. Bruce, se compose de deux chambres photographiques munies de doublets de Petzwall de 10 et 6 pouces d'ouverture et 50 et 31 pouces de foyer. C'est avec un instrument de ce genre que l'auteur a découvert ces faibles luminosités qui occupent de si vastes étendues de l'espace et dont son mémoire contient quelques photographies.

P. KEMPF. — The spectroheliograph of the Potsdam Observatory (Le spectro-héliographe de l'Observatoire de Potsdam). — P. 50-55.

Dans ce spectrohéliographe, analogue à celui que Hale a employé au mont Etna, le collimateur et la chambre photographique sont parallèles et l'appareil spectroscopique se déplace d'un seul bloc devant l'image focale fixe et la plaque photographique. La dispersion est produite par un réseau ; un prisme à réflexion totale et un miroir plan renvoient le faisceau lumineux dans sa direction.

JAMES BARNES. — On the spectrum of magnesium (Sur le spectre du magnésium). P. 74-80.

On sait que ce spectre, que l'on retrouve dans beaucoup d'étoiles, y présente cette particularité que la raie λ 4481 y est de beaucoup la plus intense, tandis que dans les sources terrestres elle est relativement faible ou même absente. Scheiner avait cru pouvoir tirer de ce fait des données sur la température des étoiles, cette

raie étant une raie de l'étincelle, mais Hartmann et d'autres ont montré que l'on pouvait aussi la voir dans l'arc sous certaines conditions électriques, et que l'on ne pouvait ainsi tirer de sa présence aucune indication sur les températures. M. J. Barnes arrive à la même conclusion ; en effet, dans l'air à la pression atmosphérique les raies de l'arc s'affaiblissent quand l'intensité de courant diminue, tandis que la raie d'étincelle λ4481 s'accroît en intensité ; pour toute intensité de courant les raies de l'arc s'affaiblissent quand la pression décroît, tandis que l'inverse a lieu pour λ 4481. Les mêmes phénomènes arrivent dans l'hydrogène, mais à un moindre degré.

Harry-W. MORSE. — Spectra of weak luminescences (Spectres des faibles luminescences). — P. 83-101 et 410-417.

Ce travail contient dans sa première partie l'étude spectroscopique de la fluorescence excitée par des étincelles dans des cristaux de fluorine de Weardale (Angleterre). Tandis que jusqu'ici on avait cru que les spectres de ces faibles lueurs étaient presque continus, composés de deux ou trois bandes très larges dans le rouge et le bleu, la fluorescence des échantillons étudiés contient au contraire d'assez nombreuses raies étroites.

Cette étude a été faite avec un spectrographe de grand pouvoir lumineux, comprenant un large prisme et pour collimateur et objectif deux anciens objectifs à portrait de Voigtländer de 5 centimètres de diamètre et d'ouverture $\frac{1}{3}$. La lumière de l'étincelle éclatant entre des métaux divers, magnésium, fer, cadmium, plomb, ..., était condensée par un miroir de 17 centimètres de diamètre et de 13 centimètres de foyer sur le cristal placé devant la fente du spectroscope et protégée de toute autre lumière. Les poses variaient de 2 à 8 heures suivant le métal employé aux électrodes. Voici comment l'auteur résume les faits observés :

« La fluorescence excitée dans un cristal de spath fluor par la lumière de certaines étincelles métalliques peut montrer dans son spectre beaucoup de raies fines et de bandes étroites. Il semblerait que le spectre entier contient un très grand nombre de ces maxima étroits dont une partie est excitée par l'emploi d'un métal particulier comme électrodes, d'autres par celui d'autres métaux.

« Certains de ces maxima semblent communs aux spectres de fluorescence excités par différentes étincelles, mais le peu de pré-

cision des mesures empêche une conclusion plus ferme. Certains autres sont certainement produits par les étincelles d'un seul métal.

« Le spectre de fluorescence peut varier d'un cristal à l'autre, non seulement par des points peu importants, mais même par les raies les plus intenses.

« Les métaux ayant un spectre ultra-violet très intense excitent des spectres de fluorescence étendus (la fluorescence est produite par la partie du spectre entre λ 3.000 et λ 2.000). Les raies les plus fortes dans le spectre de fluorescence se trouvent entre λ 5.700 et λ 6,400. Le spectre entier s'étend de λ 4,000 à λ 7.000 environ, la partie comprise entre λ 4.000 et λ 4.800 étant couverte d'une large bande bleue, celle de λ 4.800 à λ 5.700 comprenant beaucoup de bandes étroites et quelques raies fines assez faibles, et la partie de λ 5.700 à λ 7.000 contenant les raies fines les plus fortes. »

Tous les efforts de l'auteur pour aboutir à une interprétation de ces phénomènes ont échoué. Les raies mesurées ne semblent pas appartenir à quelque substance connue, pas même à l'yttrium, qui cependant, d'après Humphreys, se retrouve dans presque tous les échantillons de spath fluor. Le changement de la source excitatrice n'apporte pas de changement notable dans la distribution des raies étroites dans le spectre. Il avait semblé de prime abord qu'il pût exister une résonance optique entre le spectre de la fluorescence et celui de la lumière excitatrice, mais on n'a pas trouvé de relations entre les fréquences des raies de la fluorescence à λ 5.732, λ 5.800, λ 6.056, λ 6.110, λ 6.195, λ 6.350, et les plus fortes de celles du magnésium qui l'excite à λ 2.300, λ 2.852, λ 2 929, λ 2.937. Une raie forte entre λ 5.730 et λ 5.740 se retrouve dans la fluorescence produite, dans les cristaux polis, par les Fe, Al, Cd, Mg, Sn, quoique les spectres ultra-violets de ces métaux soient aussi différents que possible ; elles pourraient peut-être être causées par certaines raies de l'air communes à tous ces métaux, mais cela semble peu probable, car l'introduction d'une self n'a pas d'action sur elles.

Ces raies nouvelles peuvent peut-être provenir de quelque impureté du cristal ; les cristaux qui les donnent présentent en effet des strates colorées.

La seconde partie du travail s'occupe du spectre fourni par la thermoluminescence de deux échantillons de spath fluor. Le premier, dit « chlorophane, d'Amelia Court House », présente une bande continue dans le vert jaune sur laquelle se superpose un spectre de

raies étroites; le deuxième, de Westmoreland, possède plusieurs bandes diffuses avec, aussi, par-dessus, un spectre de raies étroites. L'auteur a mesuré dans chacun des deux spectres une vingtaine de raies dont les trois quarts paraissent communes aux deux corps. Il n'y a donc guère de doute que ces spectres ne soient composites, et que les sources de luminescence, quels que soient leurs caractères, ne soient capables de donner deux espèces de vibrations. L'une doit donner naissance aux spectres de bandes diffuses, entièrement différents dans les deux cristaux, tandis qu'une autre commune aux deux corps est capable de donner un spectre de raies étroites, en tout semblable à ceux qui sont associés en général avec les gaz incandescents.

E.-Walter MAUNDER. — The solar origin of terrestrial magnetic disturbances (L'origine solaire des perturbations du magnétisme terrestre). — P. 101-116.

L'examen des observations magnétiques et solaires faites à Greenwich de 1875 à 1894 conduit l'auteur à cette remarque importante que les perturbations magnétiques se reproduisent à des intervalles égaux à la période de rotation solaire. Celles qui ne sont pas concomitantes à de larges groupes de taches se produisent au passage au méridien central d'une portion de la surface solaire où se trouvait un groupe important dans la période précédente (¹). Les diverses séries de perturbations ne donnent pas toutes exactement la même période de rotation pour le centre d'activité, mais indiquent un mouvement diurne de 14° 32′ à 13° 39′, ce qui correspond aux mouvements trouvés par Carrington pour les taches situées à l'équateur et à la latitude de 30°.

Ces coïncidences entraînent la conclusion que l'origine du magnétisme terrestre réside dans des régions bien définies du Soleil et non

(¹) Nous devons signaler un mémoire qu'oublient trop les auteurs qui se sont occupés de ces questions solaires et magnétiques depuis quelques années : *les Relations des phénomènes solaires et des perturbations du magnétisme terrestre*, par M. E. Marchand, actuellement directeur de l'Observatoire du Pic du Midi, étude parue dans les *Mémoires de l'Académie des Sciences de Lyon* en 1888. D'après ses propres observations faites à l'Observatoire de Lyon, ce savant arrive aux conclusions les plus importantes et les plus sûres du mémoire précédent, que les perturbations magnétiques se reproduisent par périodes égales à celles de la rotation solaire, et qu'elles ont lieu au moment où passent au méridien central des régions d'activité définies non par des taches qui ne sont qu'accessoires, mais par des facules.

dans une cause extérieure à lui qui régirait en même temps, comme le croit le Père Cortie, ses manifestations d'activité.

GEORGE-W. MIDDLEKAUFF. — The effect of capacity and self induction upon wave length in the spark spectrum (L'influence de la capacité et de la self-induction sur la longueur d'onde dans le spectre d'étincelle). — P. 116-124.

Exner et Hascheck [1], dans le cours de leur étude sur la partie ultra-violette des spectres métalliques, ont observé plusieurs fois que les longueurs d'onde des raies des spectres d'étincelle différaient considérablement de celles des raies correspondantes de l'arc. Ils mettaient ce fait sur le compte de la pression produite par l'étincelle dans l'atmosphère environnante. Cette opinion a été plus ou moins confirmée et combattue par Hascheck et Mache [2], Mohler [3], Eden et Valenta [4], Kent [5]. Ce dernier avait trouvé dans le cas du titane un déplacement produit par le changement de capacité. M. Middlekauff a cherché alors s'il se produirait des changements de raies sous l'influence des plus grandes variations possibles de self-induction et de capacité. Il a employé pour cela un réseau de Rowland très puissant, l'appareil même qui avait servi à Humphreys et Mohler dans leurs recherches sur l'influence de la pression. Ses capacités variaient de 0,0085 à 0,0739 microfarad et ses self de 0,00007 à 0,0012 henry. Avec ces moyens, il n'a trouvé aucune variation de longueur d'onde dans les spectres du fer et du titane.

R.-W. WOOD. — Intensity of grating spectra (Intensité des spectres des réseaux). — P. 173-176.

Etude expérimentale de la distribution de la lumière entre les différents spectres d'un réseau-type qui ne montrait pas d'action sélective pour les différentes couleurs, mais dont un des spectres du premier ordre était extrêmement brillant. Cette étude ne vaut naturellement que pour le réseau particulier sur lequel elle a été faite.

---

(1) *Sitzungsberichte der Kais. Akad. der Wiss. in Wien*, 1897 et suiv.
(2) *Id.*, 1898 ; — et *Astrophys. Journ.*, t. IX, p. 351 ; 1899.
(3) *Astroph. Journ.*, t. X, p. 204 ; 1899.
(4) *Kayser. Handbuch der Spectroscopie*, t. II, p. 308.
(5) *Astroph. Journ.*, t. XIV, p. 201 ; 1901.

A. FOWLER. — Note on additional triplets in the arc spectrum of strontium (Note sur de nouveaux triplets dans le spectre d'arc du strontium). — P. 81.

A. SAUNDER. — Note on narrow triplets in the spectra of calcium and strontium (Note sur des triplets serrés dans les spectres de calcium et du strontium) — P. 195-196.

Ces auteurs signalent deux nouveaux triplets dans le spectre du strontium et trois dans celui du calcium qui continuent les séries indiquées par Kayser et Runge. Voici les séries complètes suivies des différences de fréquence.

Strontium		Calcium	
5535,01 5504,48 5486,37	100,2 59,9	4586,12 4581,66 4578,82	21,20 13,53
5257,12 5229,52 5213,23	100,4 59,7	4098,82 4095,25 4892,93	21,30 13,80
4892,20 4868,92 4855,27	97,7 57,7	3876,2 3872,9 3870,9	22,00 13,34
4338,00 4319,39 4308,49	99.2 58,6	3754,2 3750.9 3749,4	23,4 13,5
4087,67 4071,01 4061,21	100,1 59,2	3678,5 3675,5 3674,4	22,2 8,2
3950,96 3935,33 3926,27	100,6 58,6		

ARTHUR SCHUSTER. — The optics of the spectroscope (L'optique du spectroscope). — P. 197-210.

Les recherches de lord Rayleigh sur les prismes et les réseaux ne permettent de calculer l'efficacité d'un spectroscope que pour des fentes assez étroites. Arthur Schuster, reprenant et complétant l'exposé qu'il avait fait dans l'*Encyclopedia Brittanica* (art. *Spectroscopy*), étudie le cas des fentes larges. Voici les définitions qu'il adopte et qu'il est nécessaire d'indiquer pour la compréhension des tableaux qu'il a calculés.

L'image sensible d'une fente de largeur finie s'étend de chaque côté de son centre jusqu'à une distance δ telle que l'intensité lumineuse à la distance $\frac{\delta}{2}$ est le 0,40528 de celle au centre (à la distance δ ainsi définie, pour une fente infiniment mince, l'intensité lumineuse est nulle).

Pouvoir résolvant. — La résolution visuelle de deux raies commence lorsque leurs centres sont à la distance p ; c'est là la distance adoptée comme critérium de résolution.

Pureté. — Si, sur un point du spectre défini par la longueur d'onde λ, empiètent des ondes de longueur $\lambda + d\lambda$, $\lambda - d\lambda$, $P = \frac{\lambda}{d\lambda}$ s'appelle la pureté du spectre. Les raies sont complètement séparées à une distance $d\lambda = \frac{2\lambda}{P}$, et la résolution visuelle commence à $\frac{\lambda}{P}$. La pureté est l'analogue du pouvoir résolvant R employé pour les fentes étroites. P est proportionnel à R, mais dépend aussi de la largeur de la fente,

$$P = pR,$$

p peut être appelé le facteur de pureté.

On voit que, dans les définitions précédentes, on néglige toutes les images latérales de la fente données par la diffraction. Un premier tableau indique les pertes de lumière qui en résultent ; un deuxième tableau, la distribution de la lumière dans l'image de la fente pour différentes largeurs de fente.

Le troisième tableau, reproduit ci-dessous, contient les données nécessaires pour établir un spectroscope. L'unité de distance est la demi-largeur de l'image centrale de diffraction de la fente infiniment mince. La première colonne donne la largeur de la fente exprimée avec cette unité ; on obtient sa largeur en centimètres en multipliant ses nombres par $\frac{\lambda}{\psi}$ où ψ est l'angle que sous-tend le collimateur vu de la fente. Mais il vaut mieux rapporter les largeurs de fente à l'une d'entre elles prise pour largeur normale : celle-ci est telle qu'il existe une différence de marche d'un quart de longueur d'onde entre les rayons allant d'un bord de la fente aux bords le plus rapproché et le plus éloigné de la lentille du collimateur (dans ce cas, d'après lord Rayleigh, les images sont aussi bonnes que si la fente était infiniment étroite). La colonne II contient les largeurs de fente exprimées avec cette unité. La colonne III donne les distances de résolution (distance égale à 1 par définition pour une fente infini-

ment étroite). La colonne IV donne les facteurs de pureté, réciproques des distances de résolution ; cette colonne exprime quelles fractions du plus grand pouvoir résolvant possible conservent les différentes fentes. Les colonnes V et VI donnent les intensités au centre des images en prenant pour unité celle de la fente normale ou celle d'une fente infiniment large.

La comparaison des colonnes IV et V permet de déterminer dans chaque cas la largeur de la fente à employer. On voit que la fente normale (facteur = 1) donne un pouvoir résolvant moindre que le maximum d'environ 1,5 0/0. Acceptant une perte de pureté de 6 0/0, on peut choisir l'ouverture de fente 2 et doubler ainsi la quantité de lumière. On triple la quantité de lumière en conservant encore 80 0/0 de pureté, tandis qu'une intensité totale égale à 3,67 est accompagnée d'une perte de moitié du pouvoir résolvant.

Relation entre la pureté du spectre et la largeur de la fente.

I Largeur de la fente	II Facteur de fente	III Distance de résolution	IV Facteur de pureté	Intensités relatives V Intensité 1 pour la largeur normale	 VI Intensité 1 pour la largeur infinie
0	0	1,0	1,0	0	0
0,1	0,4	1,002	0,998	0,406	0,100
0,2	0,8	1,009	0,991	0,805	0,198
0,25	1,0	1,014	0,986	1,000	0,246
0,3	1,2	1,021	0,980	1,191	0,293
0,4	1,6	1,038	0,964	1,558	0,383
0,5	2,0	1,060	0,943	1,902	0,467
0,6	2,4	1,089	0,918	2,217	0,545
0,7	2,8	1,124	0,889	2,500	0,615
0,8	3,2	1,168	0,856	2,751	0,676
0,9	3,6	1,221	0,819	2,967	0,729
1,0	4,0	1,283	0,780	3,148	0,774
1,2	4,8	1,438	0,695	3,415	0,839
1,4	5,6	1,624	0,616	3,571	0,878
1,6	6,4	1,823	0,549	3,646	8,896
1,8	7,2	2,022	0,495	3,670	0,902
2,0	8,0	2,221	0,450	3,674	0,903
3,0	12,0	3,214	0,311	3,789	0,931
D très large		D + 0,096		4,0689	1,000

A. CHANT. — Some new determinations of the reflecting powers of glass and silvered glass mirrors (Quelques nouvelles déterminations des pouvoirs réflecteurs des miroirs de verre et de verre argenté). — P. 211-222.

Cette étude a été faite avec des angles d'incidence variant de 5° à 80°

sur des miroirs en verres divers et en verre argenté par devant et par derrière.

Voici le tableau qui la résume :

Miroir	Angles d'incidence					
	5°	10°	20°	40°	60°	80°
Argenté sur la face antérieure.	95,96	95,70	95,30	95,75	95,90	96,04
Argenté sur la face postérieure.	89,70	89,65	89,46	89,24	88,05	83,56
Miroir du commerce (3 ans)..	86,75	85,99	85,62	85,69	86,16	92,39
Plaque de verre, 1re face.....	3,98	4,08	4,20	4,70	9,33	40,90
— les 2 faces...	7,68	7,66	7,70	8,82	15,76	59,84
Flint........................	5,37	5,39	5,48	6,29	10,46	40,80
Flint lourd..................	6,82	7,02	7,11	7,79	12,40	42,21

HARRY-W. MORSE. — Spectra from the Wehnelt interrupter. II (Spectres donnés par l'interrupteur Wehnelt, 2e mémoire)[1].

Voici les conclusions que donne l'auteur à ce nouveau mémoire sur le sujet qu'il étudie :

Il n'y a pas de type de spectre défini caractérisant cette méthode de production de spectre. Les variations d'intensité entre les raies de l'étincelle et du Wehnelt sont tout à fait parallèles aux variations entre celles de l'étincelle simple et de l'étincelle condensée.

Les raies appartenant aux séries de Kayser et Runge changent peu par le changement des conditions expérimentales ; mais les raies n'appartenant pas à des séries montrent, dans bien des cas, de grandes variations d'intensité et d'apparence.

Il ne semble pas que les raies présentant de grandes variations d'intensité et d'apparence soient celles qui correspondent aux plus hautes températures.

Les bandes trouvées dans le Wehnelt se retrouvent soit dans l'arc produit dans l'hydrogène, soit dans l'arc à très basses pressions, soit dans le spectre des tubes de Geissler.

A.-S. KING. — Some emission spectra of metals as given by an electric oven (Quelques spectres d'émission de métaux donnés par le four électrique). — P. 236.

Ce mémoire a paru dans les *Annalen der Physik* et a été analysé dans ce journal (IV, p. 719). J. BAILLAUD.

(1) *Astroph. Journ.*, t. XIX, p. 162; 1904 ; — et *J. de Phys.*, t. IV, p. 219; 1905.

Bibliothèque de Philosophie Scientifique

LUCIEN POINCARE
[illegible]

LA PHYSIQUE MODERNE

SON ÉVOLUTION

PARIS, ERNEST FLAMMARION, ÉDITEUR

[illegible] [illegible]

TABLE DES MATIÈRES

JUIN 1908.

[illegible]

Ce Recueil paraît chaque mois.

JOURNAL
DE PHYSIQUE
THÉORIQUE ET APPLIQUÉE,

FONDÉ

PAR J.-CH. D'ALMEIDA

ET PUBLIÉ PAR

MM. E. BOUTY, G. LIPPMANN, E. MASCART,
L. POINCARÉ,

ET

MM. B. BRUNHES, M. LAMOTTE et G. SAGNAC,
adjoints à la rédaction,

AVEC LA COLLABORATION

D'UN GRAND NOMBRE DE PROFESSEURS ET DE PHYSICIENS.

QUATRIÈME SÉRIE.

TOME V. — JUILLET 1906.

(Clos le 15 Juin.)

PARIS,
AU BUREAU DU JOURNAL DE PHYSIQUE,
97, BOULEVARD ARAGO (14e).

Tout ce qui concerne la rédaction doit être adressé à M. Lucien Poincaré, 130, rue de Rennes, à Paris, 6e.

Tout ce qui concerne l'administration, demandes d'abonnements, réclamations, etc., doit être adressé à M. Sandoz, boulevard Arago, 97, à Paris, 14e.

Par application de la loi du 7 avril 1879, tous les bureaux de poste de France, d'Algérie, de Belgique, de Danemarck, de Hollande, d'Italie, de Norvège, de Portugal, de Suède et de Suisse sont autorisés à recevoir les abonnements. Nos lecteurs n'ont qu'à verser la somme de 17 francs pour le

SUR LA PRESSION INTERNE DES FLUIDES ET L'ÉQUATION DE CLAUSIUS;

Par M. E.-H. AMAGAT (1).

I. On donne souvent le nom de *pression intérieure* aux deux expressions suivantes [$\Sigma r\varphi(r)$ étant le double viriel de forces intermoléculaires] :

$$(1) \qquad \pi = Jl - p = T\frac{dp}{dt} - p,$$

$$(2) \qquad \pi' = \frac{\Sigma r\varphi(r)}{3v}.$$

D'autre part, Clausius, dans le cas d'un corps soumis à une pression uniforme et en supposant les distances intermoléculaires très grandes par rapport à l'amplitude des mouvements stationnaires et aux dimensions des molécules, a mis l'expression de la quantité de chaleur absorbée dans une transformation élémentaire sous la forme :

$$(3) \qquad dq = Af(t)\,dt + A(p + \pi')\,dv.$$

On devrait donc avoir :

$$A(p + \pi') = l, \qquad \text{d'où} \qquad \pi' = T\frac{dp}{dt} - p = \pi.$$

Cependant le calcul m'a conduit, dans le cas des fluides, à des valeurs numériques de π et π' présentant des différences de plusieurs milliers d'atmosphères dans les limites des tableaux que j'ai donnés.

Or, pour former le second membre de la relation (3), on a supposé que l'énergie intramoléculaire (somme des énergies potentielle et cinétique des atomes) était fonction de t seul ; autrement dit, en appelant U cette énergie, au lieu de la différentielle totale

$$dU = \frac{dU}{dt}dt + \frac{dU}{dv}dv,$$

on a considéré seulement la première différentielle partielle. De plus, on n'a supposé aucune énergie de rotation de la molécule. Pour simplifier la notation, je supposerai cette énergie rentrant dans U.

(1) Communication faite à la Société française de Physique, séance du 2 février 1906.

Ceci étant, quelle est la cause du désaccord en question? Est-elle dans les hypothèses restrictives relatives à la nature du mouvement stationnaire, ou dans le fait d'avoir négligé la différentielle partielle par rapport à v, de telle sorte que la relation (3) doive s'écrire :

$$(4) \qquad dq = \mathrm{A}f(t)\,dt + \mathrm{A}\left(p + \pi' + \frac{d\mathrm{U}}{dv}\right)dv\ ?$$

II. La relation fondamentale bien connue qui définit la température absolue donne pour deux points p_0v_0, pv d'une même isotherme :

$$(5) \qquad \mathrm{KT} = \frac{3}{2}\,pv + \frac{1}{2}\,\Sigma r\varphi(r) = \frac{3}{2}\,p_0v_0 + \frac{1}{2}\,\Sigma r_0\varphi(r_0).$$

Supposons dans ce qui suit les isothermes tracées en portant p en abscisses et pv en ordonnées ; si p_0v_0 est l'ordonnée initiale de l'isotherme T, v_0 étant très grand, $\Sigma r_0\varphi(r_0)$ sera négligeable, et l'on aura :

$$(6) \qquad \Sigma r\varphi(r) = 3(p_0v_0 - pv),$$

et, par suite,

$$(7) \qquad \pi' = \frac{p_0v_0}{v} - p.$$

C'est avec la relation (7) qu'ont été calculées les valeurs numériques de π' ; ces valeurs, comme on le verra plus loin, pour une température donnée, changent de signe suivant la grandeur de la pression ; ce changement de signe, et du reste aussi la simple explication de la force expansive et de la pression, ne sont point, dans cette théorie, sans présenter quelques difficultés ; il faut admettre un changement de signe de $\varphi(r)$, ou considérer deux causes antagonistes : l'attraction intermoléculaire et une réaction entre les molécules, difficiles à concilier avec les hypothèses fondamentales d'une théorie qui ne fait intervenir ni les chocs ni la notion du covolume. Mais on peut arriver très simplement à l'expression de π' sans se préoccuper de ces hypothèses et de ces difficultés.

Considérons, en effet, sur une isotherme T (ABA'N) (*fig.* 1), un point B de la ligne d'égal volume OBCD ; le fluide est ici soumis, sous le volume v, à une pression extérieure p (OE) et à une certaine pression intérieure ; si cette pression intérieure n'existait pas, le fluide suivrait la loi de Mariotte, le point B serait en B' ; le volume v' cor-

respondant à la ligne d'égal volume OB′ serait plus grand que v. Soit donc $\mathfrak{P}$ la pression intérieure par unité de surface qu'il faudrait ajouter à la pression extérieure p pour ramener le volume de v' à v;

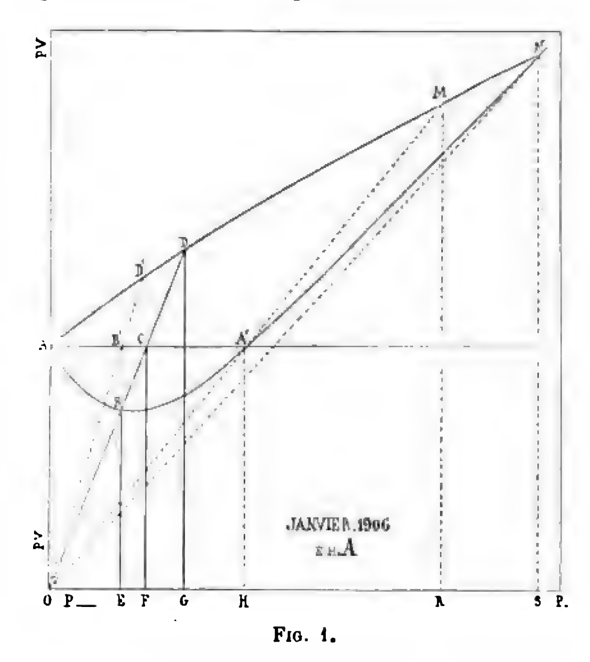


Fig. 1.

l'isotherme étant maintenant AA′ parallèle à OP, le volume sera ramené à v sous la pression extérieure OF correspondant au point C de la ligne OD d'égal volume v; et l'on aura, p_0v_0 étant l'ordonnée initiale OA :

$$p_0v_0 = v \times \mathrm{OF} = v\,(p + \mathfrak{P}),$$

d'où

$$\mathfrak{P} = \frac{p_0v_0}{v} - p = \pi' = \mathrm{EF}.$$

Nous retrouvons donc la même expression qu'avec la théorie du viriel. La pression intérieure, à quelque cause qu'on l'attribue et sans faire aucune hypothèse, agit comme le ferait une pression extérieure, par unité de surface numériquement égale à celle dont j'ai calculé les valeurs.

III. Il résulte des considérations qui précèdent que la relation (3) doit bien être mise sous la forme (4); mais alors, U étant fonction de v et de t, la dérivée de U par rapport à t n'est plus forcé-

ment fonction de t seul, et il en est de même du terme $Af(t)\,dt$ qui contient cette dérivée.

Ces conclusions viennent troubler le résultat séduisant auquel conduit la relation (3); celle-ci, en effet, devient, en y remplaçant π' par sa valeur tirée de (2) et (4),

$$dq = Af(t)\,dt + \frac{2}{3}\,AKT\,\frac{dv}{v}.$$

En divisant par T, on obtient une différentielle exacte, et l'on arrive ainsi directement au principe Carnot-Clausius.

Pour arriver maintenant au même résultat, il faudrait admettre que la différentielle de U par rapport à v soit de la forme $T\varphi(v)$, ce que rien ne justifie *a priori*; il faudrait encore, d'après ce qui vient d'être dit, admettre gratuitement que la chaleur spécifique sous volume constant ne dépend que de t.

IV. On sait que l'on s'écarte peu de la constitution des fluides en considérant le coefficient de pression comme fonction du volume seul; nous aurons donc, la température étant donnée par le thermomètre à gaz parfait :

$$\frac{dp}{dt} = \mathcal{F}(v),$$

$$p = \mathcal{F}(v)\,T + C, \qquad 0 = \mathcal{F}(v)\,T_0 + C,$$

T_0 étant la température pour laquelle la pression s'annulerait si la loi de distribution des isothermes n'était interrompue en arrivant à la courbe de saturation.

Nous aurons donc :

$$p = \mathcal{F}(v)\,(T - T_0).$$

Revenons maintenant à la *fig.* 1, divisons OB en $(T - T_0)$ parties égales et prolongeons la division jusqu'en un point D tel que BD contienne T_0 divisions et que, par suite, OD en contienne T. La longueur des divisions dépend de v, le lieu des points D est une courbe ADMN coupant l'isotherme en un point N ramené ici dans les limites de la figure, mais en réalité correspondant à une pression beaucoup plus forte; nous pouvons écrire de suite les relations :

$$BB' = p_0v_0 - pv = \frac{2}{3}\left[\frac{1}{2}\,\Sigma r\varphi(r)\right], \qquad EF = OF - OE = \frac{p_0v_0}{v} - p = \pi',$$

$$OF = \frac{p_0v_0}{v}, \qquad EG = T\,\frac{dp}{dt} - p = \pi,$$

$$OG = T\mathcal{F}(v) = T\,\frac{dp}{dt} = Jl, \qquad FG = \pi - \pi' = \frac{dU}{d}.$$

Toutes les grandeurs qui intéressent la théorie se lisent donc de suite sur la figure. On voit que : la pression croissant, le viriel des forces intermoléculaires (trois demis de BB′), après avoir passé par un maximum, s'annule en A′ et change de signe.

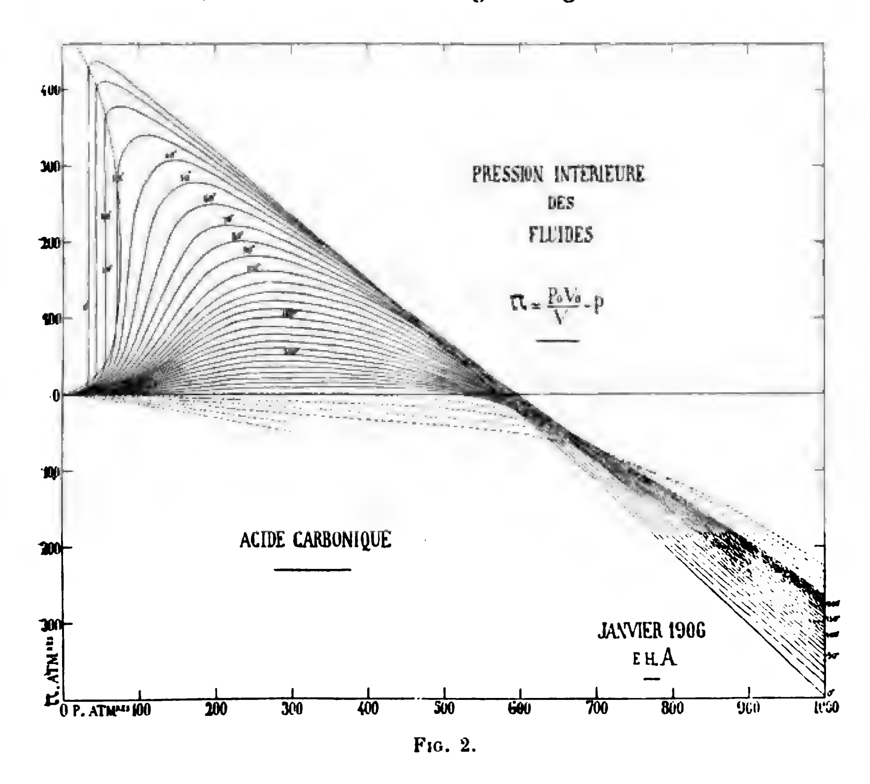


Fig. 2.

La pression intérieure π' (EF) s'annule aussi en A′ et suit des lois analogues. La *fig.* 2 montre pour l'acide carbonique l'ensemble des valeurs de π' calculées de 10° en 10° jusqu'à 260° et 1.000 atmosphères. On remarquera l'inversion dans l'ordre des courbes après leur entrecroisement. Les lignes ponctuées, arbitrairement tracées en dehors des données expérimentales, montrent comment π' finit par devenir négatif pour des pressions de plus en plus faibles quand la température croît. (Pour l'hydrogène, π' est déjà négatif aux faibles pressions dès la température ordinaire.)

Enfin on voit encore que π (EG), de même que π', après avoir passé

par un maximum, s'annule et change de signe en N, mais sous des pressions beaucoup plus considérables que pour π'.

On remarquera que, dans ce qui précède, seule la représentation de π dépend de la loi du coefficient de pression (¹).

V. En supposant toujours cette loi, il vient en dérivant par rapport à t les valeurs de π et π' [relations (1) et (2)] :

$$\frac{d\pi}{dt} = \frac{d^2p}{dt^2} + \frac{dp}{dt} - \frac{dp}{dt} = 0, \qquad \text{d'où} \qquad \pi = \lambda(v), \qquad (a)$$

et

$$\frac{d\pi'}{dt} = \frac{1}{v}\frac{d(p_0v_0)}{dt} - \frac{dp}{dt}.$$

Mais, sous la pression infiniment faible p_0, l'ordonnée p_0v_0 (ordonnée initiale) croît proportionnellement à la température ; on a donc :

$$\frac{d(p_0v_0)}{dt} = K, \qquad \text{et par suite} \qquad \frac{d\pi'}{dt} = \frac{K}{v} - \frac{dp}{dt} = \frac{K}{v} - \mathfrak{F}(v),$$

d'où

$$\pi' = \psi(v)T + \lambda(v). \qquad (b)$$

Ainsi, au degré près d'approximation de la loi du coefficient de pression dont les écarts sont hors de proportion avec les différences des valeurs numériques de π et π', on voit que ces fonctions sont de formes très différentes; les lois exprimées par les relations (a) et (b) résultent aussi immédiatement de l'examen de mes tableaux.

On voit facilement, du reste, que π ne correspond nullement à la notion de pression intérieure définie plus haut, car une partie du travail πdv ne dépend point des actions pouvant avoir pour effet une variation de volume; π', au contraire, ne dépend que de ces actions; il est, par sa définition même, tout indiqué comme pression intérieure à introduire dans l'équation d'état; et en effet, tandis que je n'ai pu obtenir une équation d'état satisfaisante en y introduisant π, j'ai pu avec π' réussir à représenter l'ensemble du réseau de l'acide carbonique, tant l'état liquide que l'état gazeux, et la courbe de saturation.

(¹) Les parties rectilignes des isothermes correspondent au changement d'état, la courbe ponctuée passant par les extrémités de ces parties rectilignes est donc la courbe de saturation.

Ces dernières considérations suffiraient pour montrer que le terme $(p - \pi')$ est inacceptable même indépendamment des vérifications numériques; et quant au terme $\mathrm{A}f(t)\,dt$, qui suppose la chaleur spécifique sous volume constant fonction de la température seule, il résulte de la relation $\frac{dc}{dv} - \mathrm{AT}\frac{d^2p}{dt^2}$ (c) que sa forme entraînerait comme conséquence la stricte exactitude de la loi du coefficient de pression; or cette loi ne peut être jusqu'ici considérée que comme approchée, et encore faut-il remarquer qu'elle est évidemment en défaut dans le cas de corps qui, comme l'eau, pourraient présenter le phénomène du maximum de densité.

On pourra remarquer que, dans le cas où la loi du coefficient de pression serait observée, l étant de la forme $\mathrm{T}\vartheta(v)$, et le coefficient c ne dépendant que de t d'après la relation précédente (c), le facteur intégrant $\frac{1}{\mathrm{T}}$ rendrait dq différentielle exacte par la simple séparation des variables, ainsi que cela a lieu dans le cas des gaz parfaits, ce qui, du reste, bien entendu, ne conduirait encore pas au principe de Carnot-Clausius, puisque la relation (c) suppose ce principe établi.

UNE RELATION POSSIBLE ENTRE LA RADIOACTIVITÉ ET LA GRAVITATION;

Par M. G. SAGNAC.

Conformément à l'une des hypothèses générales indiquées par M. et Mme Curie, je supposerai que les phénomènes de radioactivité trouvent la source de leur énergie non dans les corps radioactifs mêmes, mais en dehors de ces corps.

L'ÉNERGIE DE GRAVITATION, SOURCE DE LA RADIOACTIVITÉ.

Considérons la gravitation non pas comme une attraction à distance de la matière par la matière, mais comme le résultat d'une action exercée par l'intermédiaire d'un certain milieu dans le volume duquel se trouve répartie une certaine forme d'énergie. C'est à ce

réservoir indéfini d'énergie de l'univers que puiserait le radium [1]. Un atome radioactif différerait, par cet emprunt spécial d'énergie, d'un atome non radioactif.

Avant même de préciser l'hypothèse précédente, on peut penser que l'état du *milieu de gravitation* est modifié spécialement autour d'un atome radioactif par suite de l'emprunt d'énergie spécial que l'atome radioactif fait à ce milieu. L'attraction newtonienne qui pousse un atome radioactif vers un autre atome peut alors être regardée comme la résultante de deux forces, dont l'une subsisterait seule si la radioactivité n'existait pas, tandis que l'autre résulte d'un lien spécial entre le corps radioactif et le milieu qui lui fournit de l'énergie.

Pour préciser comment les corps radioactifs empruntent de l'énergie au *milieu de gravitation*, adoptons, par exemple, l'hypothèse de Georges Lesage, de Genève : L'espace est supposé rempli d'un fluide très subtil, sorte d'ultra-gaz dont les particules mobiles pénètrent dans la matière et en bombardent les particules. Si un atome était supposé seul dans l'espace, les impulsions que lui communiqueraient les chocs des particules de Lesage, dirigés indifféremment en tous sens, se feraient équilibre. Mais, quand deux atomes ou deux corps matériels quelconques sont en présence, ils se protègent en partie l'un l'autre sur leurs faces en regard contre les impulsions des particules de Lesage ; les impulsions sur les faces opposées deviennent prédominantes et tendent à rapprocher les deux corps ; le calcul fait par Leray [2], qui a développé et précisé la conception de Lesage, rend compte de la loi d'attraction newtonienne quand la distance des deux corps en présence est suffisamment grande.

Dans cette conception particulière de l'origine de la gravitation, mon hypothèse générale se précise ainsi : j'admets que l'énergie dont a besoin un atome radioactif pour se dissocier, dégager des radiations diverses et de la chaleur, présenter les divers phénomènes de

---

(1) J'admettrais volontiers que le même réservoir d'énergie servirait à entretenir les phénomènes solaires. Pour l'atome de radium, j'admettrais que l'énergie qu'il soutire au milieu intersidéral, où la gravitation a son siège, servirait à entretenir non seulement la chaleur qu'il dégage et l'énergie de son rayonnement complexe, mais la dissociation même, supposée endothermique (Cf. DEBIERNE, *Revue générale des Sciences*, janvier 1902), de l'atome de radium.

(2) LERAY, *Complément de l'essai sur la synthèse des forces physiques*. Paris, Gauthier-Villars, 1892 ; cf. particulièrement p. 29 et 57.

la radioactivité, lui vient de l'énergie de mouvement des particules de Lesage qui le bombardent. Les atomes radioactifs sont dissociés par les chocs des particules de Lesage qui agissent ainsi à la manière des électrons des rayons cathodiques. Par suite, la radioactivité modifie les effets d'impulsion dus aux chocs des particules de Lesage et la force d'attraction newtonienne qui résulte de ces impulsions. La constante de l'attraction newtonienne, qui s'est montrée jusqu'ici une constante universelle pour les divers corps non radioactifs, peut ainsi avoir une valeur spéciale pour le radium.

Alors il n'est plus indifférent de comparer des masses par les attractions newtoniennes qu'elles exercent sur un même corps, ou par les accélérations que leur imprime une même force. Le poids relatif et la masse relative sont des qualités entièrement distinctes qui correspondent respectivement à ces deux modes de comparaison. Deux poids égaux de radium et de baryum n'ont plus même masse ; si c'est par exemple le radium qui a la masse la plus forte, c'est dire qu'il prend l'accélération la moins grande sous l'influence de la même force, il tombe moins vite que le baryum dans le vide. Autrement dit, le rapport des masses atomiques du radium et du baryum doit être supérieur au rapport 225 : 137 de leurs poids atomiques, déterminé par Mme Curie.

NOUVELLE MANIÈRE DE RELIER LA RADIOACTIVITÉ A LA GRAVITATION.

Le professeur H.-A. Lorentz (¹), pour expliquer la gravitation, considère dans chaque atome de matière un ion positif et un ion négatif produisant respectivement des perturbations de l'éther qui diffèrent autrement que d'après l'opposition de signe des deux ions. Mais, auparavant, il remarque (²) qu'on pourrait être tenté d'expliquer la gravitation en remplaçant les particules de Lesage par des mouvements vibratoires formant des rayons très pénétrants. On sait, en effet, qu'une impulsion sur un corps peut résulter de l'action d'un train de vibrations électromagnétiques (pression de radiation) aussi bien que de l'action d'un courant de particules. Or il abandonné cette théorie de la gravitation à la suite de la remarque que voici : l'attraction newtonienne qui résulterait de la pression due

(¹) H.-A. Lorentz, *Considérations sur la gravitation* (*Acad. des Sc. d'Amsterdam*, 31 mars 1900, p. 559-574).

(²) *Loc. cit.*, §§ 1 à 5.

aux radiations pénétrantes considérées ne pourrait exister que si, d'une manière ou d'une autre, de l'énergie électromagnétique disparaissait continuellement.

Alors on peut supposer l'absorption d'énergie électromagnétique, dont parle le professeur Lorentz, sensible seulement dans le cas des corps nettement radioactifs dont elle sert à entretenir la radioactivité. Pour ces corps radioactifs seuls, la pression de radiation considérée par Lorentz aurait une valeur sensible et la constante de l'attraction newtonienne aurait une valeur spéciale pour les atomes radioactifs.

Ainsi limitée au cas des atomes radioactifs, la conception des rayons très pénétrants du professeur Lorentz se rapproche singulièrement de l'hypothèse que Mme Curie avait imaginée pour expliquer la production du rayonnement des corps radioactifs : on sait que les rayons X, en rencontrant des atomes de poids suffisamment élevé, leur font émettre des rayons très différents (*rayons secondaires*) beaucoup plus absorbables que les rayons X générateurs et par suite capables d'impressionner, par exemple, une plaque photographique, alors que l'action des rayons X incidents passe inaperçue [1]. Mme Curie supposait, par analogie, l'espace traversé par des rayons analogues à des rayons X extraordinairement pénétrants, capables de traverser la plupart des corps sans produire d'effet appréciable, mais capables de se transformer en rencontrant certains atomes de poids assez élevé. Depuis que cette hypothèse de Mme Curie a été émise, ont été découverts les phénomènes les plus intimes de la radioactivité que l'on ne peut guère s'expliquer sans admettre la dissociation de l'atome de radium. Rien n'empêche d'attribuer cette dissociation à l'action des rayons ultra-pénétrants déjà considérés.

ESSAI DE CONTROLE EXPÉRIMENTAL.

Méthode. — Soient deux poids égaux d'un sel de radium et d'un sel de baryum. Faisons-les osciller successivement dans une même balance de torsion et déterminons les deux durées d'oscillation. Si elles sont différentes, c'est que les masses mécaniques ne sont pas les mêmes pour le radium et pour le baryum ; à la période d'oscilla-

(1) G. Sagnac, *Comptes Rendus*, de 1897 à 1900 ; — *De l'optique des rayons X*, Gauthier-Villars, 1900. — *J. de Phy.*, 3e série, t. VIII, p. 65, 1899 ; t. X, p. 669, 1901 ; — *le Radium*, 1906.

tion la plus longue correspondra la plus grande des deux masses.

Expérience. — J'ai tenté cette recherche en 1902 au laboratoire de M. P. Curie. J'ai pu, grâce à lui, opérer avec $0^{gr},4$ de sulfate renfermant environ la moitié de son poids en sulfate de radium.

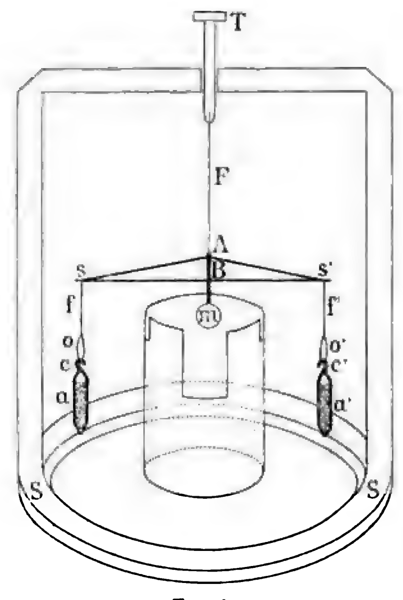


Fig. 1.

Le sel actif a été réparti entre deux petits tubes de verre mince *a*, *a'* (*fig.* 1) munis de crochets de verre *c* et *c'* qui permettent respectivement de les suspendre par des sortes d'anses en crin *o*, *o'* et des fils d'argent *f*, *f'* aux extrémités *s*, *s'* du bras de levier d'une balance de torsion à fil de quartz F. Cette balance, que la *fig.* 1 représente en demi-grandeur, formée des trois tiges creuses de quartz fondu, très fines et légères, *s*B*s'*, *s*A, A*s'*, et d'une quatrième plus épaisse AB, est suspendue à un fil de quartz F (longueur, 4 centimètres) et porte sous AB un petit miroir concave *m* (1 mètre de rayon).

On suit les oscillations de la balance en observant sur une échelle divisée un spot lumineux formé par le miroir *m*.

Le moment d'inertie de la balance chargée était peu supérieur à celui des ampoules *a* et *a'*, qui pesaient ensemble $0^{gr},665$. Pour pouvoir opérer avec une aussi légère balance, je l'ai enfermée dans une cloche où j'ai raréfié l'air. J'ai opéré toujours au voisinage de la

même pression (4 centimètres de mercure), j'ai entouré la cloche d'un écran de papier noir doublé d'une feuille d'étain mise au sol, ne laissant libre que la petite ouverture juste suffisante pour faire pénétrer le pinceau lumineux que doit réfléchir le petit miroir *m*.

Même il a été bon de cacher le corps de l'opérateur par un écran pour éviter un déplacement progressif de la position d'équilibre (sans doute sous l'action des radiations qui pénètrent dans la balance). Dans ces conditions, lorsque l'appareil ne se trouvait pas ébranlé par des trépidations accidentelles (passages de voitures, etc.), j'ai pu observer la durée d'une oscillation complète (trois à quatre minutes, suivant la série d'expériences) en notant les époques de passage du spot à la position d'équilibre.

J'opérais avec des amplitudes d'oscillation assez peu différentes et assez grandes, comparables à 60°. Le rapport de deux amplitudes successives de l'oscillation amortie était généralement $\frac{1}{2}$. Je lançais la balance par une très minime rentrée d'air, qui n'altérait pas la pression et se réglait très facilement; le jet d'air venait frapper sans choc brusque une extrémité du bras de levier *ss'*. Dans ces conditions, la position d'équilibre n'était pas, en général, altérée. Je le vérifiais après chaque mesure.

Je pouvais ouvrir la cloche, retourner les crochets des deux ampoules *a* et *a'*, ou bien échanger les places de *a* et *a'*, et je retrouvais la même durée d'oscillation à $\frac{1}{100}$ près dans une première série d'essais, à $\frac{1}{1000}$ près dans d'autres séries où je m'étais mieux habitué à manier l'appareil sans lui donner de secousse nuisible.

Dans chaque série d'essais, j'ai comparé à plusieurs reprises la durée t d'oscillation des deux tubes actifs avec la durée t_1 obtenue dans les mêmes conditions avec deux tubes inactifs a_1, a_1' semblables, renfermant du sulfate de baryum pur et pesant les mêmes poids que les deux tubes actifs $\left(\text{à } \frac{1}{10000} \text{ près}\right)$. Dans la première série, les écarts entre t et t_1 ne dépassaient pas sensiblement les erreurs d'expérience $\left(\frac{1}{100}\right)$. Par exemple. je trouvais $t_1 = 240$ et $t = 241$ à 242 secondes.

Dans d'autres séries, j'ai constamment trouvé une valeur de t un peu inférieure à t_1, comme si, sous le même poids, le radium possédait une masse mécanique un peu moins grande que celle d'un corps inactif comme le baryum. Mais il est impossible d'affirmer que cette différence n'était pas due à une cause d'erreur systématique [1]. Tout ce que l'on peut conclure, c'est que la différence relative des deux périodes ne dépasse pas sensiblement $\frac{1}{100}$ en admettant qu'elle existe. Les masses de deux poids égaux de baryum pur et de radium pur métalliques, d'après les conditions de l'expérience (poids du verre des tubes a et a', poids de la partie du sel autre que le radium métallique), ne doivent pas différer de $\frac{1}{10}$. Pour le sulfate de radium pur et le sulfate de baryum ou le verre, les masses de deux poids égaux ne doivent pas différer de $\frac{7}{100}$.

Il conviendrait de reprendre ces recherches avec plus de précision en usant d'une méthode différentielle. On pourrait faire une comparaison directe des durées d'oscillation que j'ai étudiées séparément.

D'autre part, on pourrait comparer directement les durées d'oscillation de deux pendules pesants de même longueur, l'un inactif, l'autre radioactif, de manière à pouvoir mettre en évidence une petite différence relative entre les valeurs de l'accélération g de la pesanteur pour le radium et pour un corps inactif comme le baryum.

Enfin une méthode toute différente consisterait à chercher, d'une manière générale, à établir avec rigueur pour les corps inactifs, par

---

(1) Cette restriction est d'autant plus nécessaire que l'une des ampoules de verre a renfermant le sel de radium n'était pas le même que dans les premières expériences et a été reconnue percée d'un très petit trou; en ouvrant la cloche, on percevait, en effet, l'odeur de l'ozone, et il a été vérifié que cette ampoule dégageait de l'émanation. D'autre part, si l'on retrouvait à $\frac{1}{1000}$ près une valeur constante de t (189^{sec},4 — 189^{sec},3 — 189^{sec},4), même après avoir ouvert la cloche et retourné les ampoules ou les avoir échangées, cela n'était vrai qu'au bout de quelques heures de séjour du radium dans le vide. La valeur de t mesurée dès que le vide venait d'être fait était identique à la valeur de t_1 (191 secondes) et diminuait ensuite jusqu'à 189,4 secondes. Si l'on s'en tenait à la première valeur (191,0 secondes), il faudrait conclure que les masses de deux poids égaux de baryum et de radium métalliques ne diffèrent pas même de $\frac{1}{100}$.

exemple le baryum, le strontium, le calcium, une relation entre la masse atomique et des grandeurs accessibles à l'expérience (comme les fréquences des raies spectrales d'émission). Cette relation ne serait peut-être pas satisfaite pour le radium, à moins de prendre pour le rapport des *masses* atomiques une valeur supérieure ou inférieure au rapport 225 : 137 des *poids* atomiques Ra et Ba.

NOTE SUR LES PROPRIÉTÉS DES CONTACTS IMPARFAITS. TRAVAUX DE M. FISCH, M. SCHNEIDER, M. BLANC;

Par M. Pierre WEISS.

Le travail de M. Fisch est uniquement de nature expérimentale et descriptive. Au moment où il a été entrepris, plusieurs physiciens, MM. Guthe et Trowbridge, M. Ph.-E. Robinson, avaient déjà substitué dans des recherches analogues, à l'excitation du cohéreur par les ondes, difficile à obtenir identique à elle-même et à mesurer, l'excitation du cohéreur par un courant continu traversant le contact. L'analogie profonde, sinon l'identité, de ces deux modes d'excitation, n'est pas douteuse. Le résultat saillant de ces recherches était dans la *caractéristique*, c'est-à-dire dans la courbe représentant pour cet appareil la

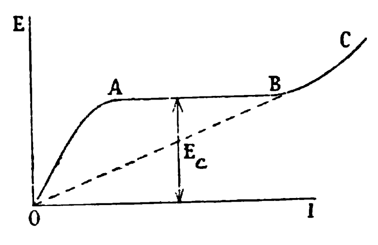


Fig. 1.

force électromotrice en fonction de l'intensité du courant, l'existence d'une portion horizontale étendue AB (*fig.* 1). Le long de AB la résistance du contact, donnée par le coefficient angulaire de la droite qui va d'un point de la courbe à l'origine, décroît régulièrement. AB est en quelque sorte l'image graphique de la cohération. Guthe et Trowbridge ont donné à la force électromotrice correspondant à AB le nom de *tension critique* (E_c).

On pouvait se demander si cette tension critique était une cons-

tante naturelle et quelle était sa grandeur dans diverses circonstances.

Après avoir constaté, par de nombreuses expériences, que le courant alternatif et le courant continu agissent de la même façon, avec une plus grande sensibilité au courant alternatif, que la différence entre la force électromotrice maxima et la force électromotrice efficace ne suffit pas à expliquer, M. Fisch s'occupe de cette tension critique.

Il montre que la région AB est très inégalement développée suivant les conditions de l'expérience. Tandis que dans certaines séries d'expériences se rapportant à des surfaces de fer plongées dans l'air la tension oscille dans le voisinage immédiat de 0,21 volt, l'intensité du courant variait de 6 à 300 milliampères, c'est-à-dire dans le rapport de 1 à 50; lorsque ces mêmes surfaces sont plongées dans d'autres milieux : l'alcool, l'huile de paraffine, la glycérine, le phénomène perd de sa netteté, et ce n'est plus que par à peu près que l'on peut déduire des courbes la valeur numérique d'une tension jouant le rôle de tension critique. Dans tous les cas la courbe, après la portion AB, se continue par une portion ascendante BC.

M. Fisch indique pour la tension critique d'un cohéreur de fer dans :

L'air....................	0,22
Le pétrole................	0,22
La térébenthine	0,21
L'alcool..................	0,205
L'eau.....................	0,20
L'huile de paraffine.......	0,29
La glycérine..............	0,78

Cette tension critique semble donc dépendre surtout du solide et beaucoup moins du milieu interposé. Cela résulte des cinq premiers nombres. Les deux derniers nombres montrent que certains cas particuliers, peut-être ceux des milieux très visqueux, font exception. Les mesures de M. Fisch, qui donnent une image fidèle des propriétés expérimentales du cohéreur, laissent donc en définitive l'impression que cette tension critique est une résultante complexe de plusieurs facteurs et ne font pas avancer la connaissance de la nature intime du phénomène.

M. Schneider, au cours d'une étude expérimentale sur la même question, a remarqué la forte adhésion entre les deux solides en con-

tact, après la cohération. Il a cru trouver dans cette circonstance un moyen d'analyse du phénomène et a été conduit à faire l'hypothèse qui consiste à admettre la soudure par fusion des arêtes vives ou angles proéminents par lesquels les corps se touchent. Son travail consiste donc à rechercher jusqu'à quel point cette hypothèse est conforme aux faits.

La forme de la courbe représentant la relation entre E et I s'explique aisément dans cette hypothèse. E tend à croître par suite de la loi d'Ohm, mais en même temps E décroît au fur et à mesure de l'augmentation de la surface de contact par la fusion des aspérités. M. Schneider retrouve dans ses expériences le palier horizontal ayant donné lieu à la notion de tension critique. Pour le fer, par exemple, ce palier se poursuit dans certains cas jusqu'à une intensité de plusieurs ampères. Cette tension critique résulte donc de la compensation mutuelle des diverses causes de variation de la force électromotrice, elle n'est pas une constante naturelle. Ce phénomène n'est pas sans analogie partielle avec celui de l'arc électrique, dans lequel, par suite de l'agrandissement du cratère aux fortes intensités, la résistance diminue en même temps que l'intensité augmente. M. Schneider montre ce caractère accidentel de la tension critique en constatant que, dans ses nombreuses expériences, le fer et l'aluminium seuls donnent une portion de courbe bien horizontale. Il trouve pour le platine, l'or, l'argent, l'étain, le zinc, le plomb et le nickel les courbes dans lesquelles il y a encore une région sensiblement rectiligne, mais ascendante. Au contraire, pour un contact de deux surfaces de magnétite, il trouve une portion de courbe rectiligne descendante.

Un accroissement de pression initiale a pour effet d'augmenter l'étendue du contact. Il faudra donc une intensité plus grande pour amener la soudure et la variation de résistance qui lui est attribuée.

Si le contact est réalisé au moyen de barreaux se touchant bout à bout, plus le diamètre des barreaux sera fort, plus il y aura de chaleur enlevée par conductibilité. La variation de résistance se produira donc pour un courant plus faible avec des barreaux minces qu'avec des barreaux de fort calibre.

Ces deux conséquences sont vérifiées par l'expérience.

La *fig.* 2 représente le cohéreur-balance de M. Schneider qui sert à mesurer l'adhérence entre les deux corps en contact. Un fléau très léger porte à l'une de ses extrémités un barreau vertical du

corps à étudier, reposant par son extrémité sur l'extrémité d'un barreau identique. A l'autre bout du fléau se trouve une petite pièce de fer attirée par un électro-aimant.

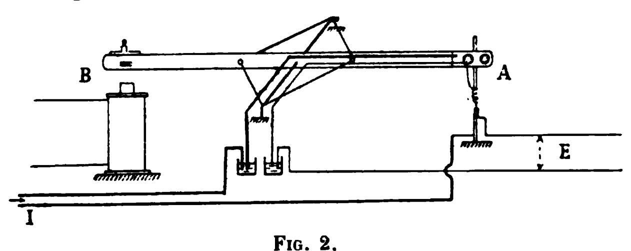


Fig. 2.

L'attraction de cet électro-aimant était au préalable étalonnée au milligramme près en fonction du courant qui y passe.

Les mesures ont montré que, dans l'intervalle qui correspond aux variations de résistance indiquées par la caractéristique, l'adhésion est sensiblement proportionnelle à l'inverse de la résistance, c'est-à-dire la conductibilité du contact. M. Schneider trouve, par exemple, pour un contact platine-platine :

Courant	P Adhésion	R Résistance	P × R
8,2 ampères	3,50 grammes	0,0146 ohms	0,0511
7,0	2,72	0,0195	531
6,0	2,26	0,0244	551
5,0	1,64	0,0309	508
4,0	1,42	0,0394	558
3,0	0,95	0,0514	490

Le fer a donné des résultats analogues.

Si la fusion est cause de la variation de résistance, celle-ci doit se produire plus facilement quand on porte le contact à une température élevée au moyen d'une source de chaleur extérieure. L'expérience a été faite en entourant le contact d'une force électrique de petites dimensions, et elle a vérifié les prévisions.

L'élévation de température a pu être constatée directement en formant le contact de deux métaux différents et en mesurant leur force électromotrice thermo-électrique. On a trouvé ainsi :

Courant dans le contact		Une température supérieure à
2,3 ampères	fer-argent	1000°
3,6	fer-cuivre	1000
4	platine-platine rhodié	1500

Cette élévation de température est très fugitive, elle disparaît d'autant plus vite pour un même contact qu'elle est obtenue avec un courant plus faible. M. Schneider attribue à cette circonstance la difficulté que l'on rencontre à construire un galvanomètre à indications assez rapides pour la mettre en évidence à de plus faibles intensités.

M. Schneider s'est préoccupé de rechercher la continuité des effets observés en partie avec des courants intenses avec ceux qui se produisent dans le cohéreur proprement dit.

Avec un oscillateur de Lodge, placé à 5 mètres de distance, dont il faisait varier le fonctionnement, il obtint des variations de résistance tout à fait analogues à celles qu'il avait provoquées par le passage direct du courant.

Il put aussi, au moyen de ces oscillations, provoquer des adhérences entre les métaux en contact, variant de $0^{gr},02$ à $0^{gr},75$.

M. Schneider avait cru pouvoir généraliser et attribuer les phénomènes du cohéreur proprement dit à la même cause. L'extrapolation était un peu hardie. Les quantités d'énergie mises en œuvre dans ses expériences sont incomparablement plus grandes que celles qui agissent dans la télégraphie sans fil. On peut se demander s'il n'aurait pas imité, par une étude de laboratoire, la soudure électrique des rails plutôt que le cohéreur. Mais, si la résistance au point de contact de deux arêtes vives est extrêmement grande, ou, si l'on veut, même lorsqu'il n'y passe qu'un courant très faible, la densité du courant est énorme dans le voisinage de l'arête. Dans le cas des courants induits par des oscillations hertziennes, la conductibilité thermique n'a pas le temps d'intervenir pour enlever la chaleur de Joule. On doit donc admettre que de petites quantités de matières atteignent fréquemment des températures élevées. L'explication de M. Schneider conserve donc une certaine vraisemblance.

La très belle étude sur le cohéreur que M. Blanc a présentée à la Société de Physique, dans la séance du 5 mai 1905 (1), nous a appris depuis qu'il existe au début de la cohération un phénomène caractéristique différent de la soudure, qui est la diffusion des couches de passage des corps en contact. M. Blanc a appuyé sa manière de voir sur des expériences très concluantes et l'a reliée à d'autres faits déjà connus, en apparence étrangers, au moyen d'une théorie fondée sur la théorie électronique de la conduction métallique.

(1) *J. de Phys.*, 4e série, t. IV, p. 743 ; 1905.

L'on pourrait, il est vrai, établir sans peine une échelle continue de phénomènes intermédiaires entre la diffusion, telle que la conçoit M. Blanc, et la soudure. Mais cette continuité serait illusoire; M. Blanc a montré que l'élévation de température n'est pas nécessaire à la cohération.

La soudure doit-elle néanmoins conserver une certaine place dans l'explication des phénomènes dont les cohéreurs pratiquement employés sont le siège? Cela n'est pas impossible. Remarquons que, dans les expériences de M. Blanc, toutes les arêtes vives sur lesquelles peut se localiser une quantité de chaleur instantanément dégagée sont évitées, tandis que, dans la pratique, on a trouvé avantageux d'utiliser des fragments métalliques à arêtes aussi vives que possible.

En revendiquant pour M. Schneider la part de vérité qui peut être contenue dans son explication, je ne crois pas diminuer le mérite de M. Blanc. Tandis que M. Schneider s'est contenté de tirer tout le parti possible de ce phénomène bien connu de la soudure électrique, M. Blanc a enrichi la Physique moléculaire de données nouvelles.

ANNALEN DER PHYSIK;

T. XVII, n° 8; 1905.

A. BECKER. — Messungen an Kathodenstrahlen (Mesures sur les rayons cathodiques). — P. 381-471.

1° Description de l'appareil. — Les rayons cathodiques produits dans un tube à décharges ordinaire pénètrent dans un autre tube mastiqué sur le premier (*fig.* 1).

Dans la paroi du tube à décharges est mastiqué un tube de platine, dont l'orifice est fermé par une feuille mince d'aluminium battu, de $0^{cm},15$ de diamètre.

Les deux tubes sont reliés à la trompe à mercure.

Dans toute la partie voisine de la fenêtre d'aluminium, le tube d'expérience est garni d'une gaine de laiton, bien ajustée et reliée au sol. L'extrémité postérieure de cette gaine est recouverte de deux diaphragmes *a* et *b*, très rapprochés, percés d'ouvertures de $0^{cm},2$ et de $0^{cm},1$ de diamètre, le tout destiné à soustraire le faisceau cathodique aux actions électriques extérieures et à l'influence des rayons

lumineux. Sur le diaphragme b est appliqué un anneau d'ébonite qui supporte une boîte de cuivre P, longue de $6^{cm},5$, large de 3 centimètres et dont l'ouverture antérieure est fermée par deux diaphragmes α, β, très rapprochés, présentant chacun une fente centrale dont la largeur peut varier de $0^{cm},005$ à $0^{cm},05$. Dans cette boîte on peut introduire une plaque photographique de forme convenable, soit verticale, de façon qu'elle soit normale au faisceau, soit horizontale de telle sorte que le faisceau la rase sur toute sa longueur.

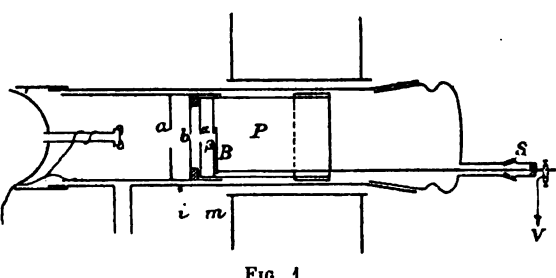


Fig. 1.

Le tube à expériences est fermé en arrière par un bouchon rodé : ce bouchon porte une tubulure fermée également par un bouchon rodé auquel est fixée une tige qui permet de manœuvrer un registre par lequel la plaque sensible est protégée contre les rayons cathodiques et les rayons lumineux.

Les décharges sont produites par une bobine d'induction dont l'interrupteur est constitué par une longue aiguille d'acier qu'on enfonce d'un coup sec dans un godet de mercure et qui est rappelée par un ressort. Suivant la force du coup, le nombre des interruptions peut varier de 1 à 20, ce qui fait varier la durée de pose.

En dérivation sur le tube est disposé un exploseur à boules de 1 centimètre de diamètre, écartées de 3 centimètres. On règle la pression de manière qu'une étincelle éclate de temps à autre.

2° Détermination de la vitesse et du rapport $\frac{\varepsilon}{\mu}$. — On fait agir sur le faisceau cathodique un champ magnétique produit par deux bobines placées de part et d'autre du tube. On détermine la répartition de ce champ à l'aide d'une petite bobine suspendue à un bifilaire et aussi à l'aide d'une petite aiguille aimantée lestée de plomb.

La fente la plus fine se trouve à l'endroit où $\int_{-K}^{0} \mathrm{H}dx = 0$, de façon

qu'on puisse regarder l'action du champ comme commençant seulement à cet endroit.

Dévié ou non, le faisceau est d'abord très nettement délimité, puis s'élargit peu à peu à mesure qu'il s'éloigne de la fente et finit par devenir flou. Mais il ne paraît pas du tout que ce faisceau renferme des rayons de vitesse différente. On photographie sur chaque plaque le faisceau non dévié et le faisceau dévié dans chaque sens par un champ de même intensité. La largeur du faisceau ne varie pas de plus de 3 0/0 par la déviation, ce qui montre l'homogénéité des rayons.

Pour déterminer $\frac{\varepsilon}{\mu}$, on mesure la déviation magnétique du faisceau une première fois quand il est soustrait à toute action électrique extérieure, une seconde fois quand il a traversé un champ électrique intense dont les lignes de force sont parallèles à la direction de propagation.

La différence n'est notable que si ce champ électrique est très intense. En poussant autant que possible la raréfaction, on a pu maintenir la boîte de cuivre à 12.000 volts.

Soient V_0 la différence de potentiel mesurant la vitesse initiale des rayons, V leur vitesse de propagation, les résultats obtenus donnent comme moyenne :

$$V_0 = 35.300 \text{ volts}, \qquad \frac{\varepsilon}{\mu} = 1.747 . 10^7 \text{ C. G. S.}, \qquad V = 1.1 10^{10} \frac{\text{cm}}{\text{sec}},$$

les nombres extrêmes ne s'écartant que de 3 0/0 de la moyenne.

En se servant de l'écran phosphorescent, l'auteur a trouvé :

$$\frac{\varepsilon}{\mu} = 1.847 . 10^7.$$

3° Absorption dans les corps solides. — Un faisceau cathodique d'intensité I_0 traverse une lame d'épaisseur d : si I est l'intensité du faisceau émergent, le coefficient d'absorption α est défini par la relation :

$$I = I_0 e^{-\alpha d}.$$

Mais la mesure de I et de I_0 ne suffit pas pour déterminer α, parce que le rapport I : I_0 ne dépend pas seulement de l'absorption proprement dite.

Quand un faisceau de rayons cathodiques rencontre une lame mé-

tallique, il se produit des phénomènes divers. Une partie du faisceau est renvoyée dans le milieu antérieur à la lame. On n'est pas encore fixé exactement sur la nature de cette sorte de réflexion : les uns y voient une réflexion proprement dite ; les autres, plus nombreux, la considèrent comme le résultat d'une émission secondaire.

On peut distinguer les rayons réfléchis qui sont formés par les quantums des rayons incidents renvoyés par le métal en sens inverse, et les rayons secondaires qui empruntent leurs quantums à la matière traversée par le faisceau primaire. Les premiers subissent une perte de vitesse, qui est indifférente tant qu'elle ne dépasse pas 90 0/0. Les seconds possèdent, d'après Lenard, une vitesse si faible qu'ils ne peuvent traverser en quantité appréciable les plus minces couches de métal.

On arrive à la détermination du coefficient d'absorption proprement dit α par les considérations suivantes :

Considérons un faisceau d'intensité I_0, qui arrive normalement sur une lame métallique. Il subira une réflexion partielle : l'intensité réfléchie sera proportionnelle à I_0 et le coefficient de réflexion k ne dépend que de la nature de la lame. L'intensité du rayonnement secondaire sera aussi proportionnelle à I_0, soit λI_0. L'intensité totale émise en avant de la lame sera :

$$(K + \lambda) I_0.$$

Il est évident qu'il ne faut pas tenir compte de λI_0 dans le calcul de l'intensité transmise.

Mais, si on admet que l'émission secondaire se fait, uniformément ou non, dans toutes les directions, au faisceau primaire transmis s'ajoutera l'émission secondaire par la face postérieure de la lame. Cette émission secondaire sera proportionnelle à l'intensité du faisceau primaire $I_0 (1 - k) e^{-\alpha d}$ reçue par la face postérieure ; elle sera de la forme :

$$\sigma I_0 (1 - k) e^{-\alpha d}.$$

En définitive l'intensité du faisceau émergent sera :

$$I = I_0 (1 - k) e^{-\alpha d} (1 + \sigma).$$

Pour mesurer cette intensité, M. Becker emploie soit ce qu'il appelle le condensateur à paraffine, soit le cylindre de Faraday.

a. *Condensateur à paraffine.* — Il est représenté par la *fig.* 2. Un

disque d'aluminium, dont le diamètre est de $0^{cm},8$, se trouve dans le plan d'un anneau de même épaisseur, dont il est isolé par de la cire et séparé par un écran électrique relié au sol. Les surfaces supérieures sont polies, puis recouvertes d'une mince couche de paraffine et d'une feuille d'aluminium battu.

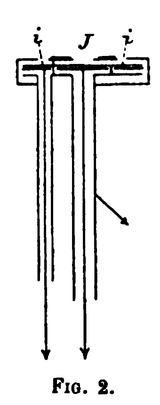


Fig. 2.

Par-dessus cette feuille se trouve un couvercle en métal, distant seulement de $0^{mm},5$. Ce couvercle est percé d'une ouverture centrale de $4^{mm},5$ de diamètre et, à quelques millimètres du bord de cette ouverture, d'une fente circulaire. Par cette fente, les rayons qui se propagent latéralement atteignent l'anneau d'aluminium, qui servira d'électrode de contrôle.

L'ouverture du couvercle est libre ou fermée par la lame dont on veut mesurer l'absorption : la lame est supportée par un anneau de laiton, le plus mince possible, pour que ses bords n'arrêtent aucun rayon : elle est reliée au sol comme tout le couvercle.

Le disque central est relié à l'électromètre. Si I_0 est l'intensité du faisceau incident, d l'épaisseur de la paraffine, β son coefficient d'absorption, l'intensité mesurée par l'électromètre est :

$$I = I_0 e^{-\beta d} + \frac{I_0}{d\beta^2}\left(1 - \frac{1+\beta d}{e^{\beta d}}\right);$$

le premier terme répond au faisceau qui traverse entièrement le condensateur, le second à la quantité d'électricité développée par influence : ce qui importe, c'est que I est proportionnel à I_0.

Le condensateur paraffiné est introduit dans le tube à expériences,

de façon que la première ouverture soit sur l'axe du faisceau, à 2 centimètres environ de la fenêtre d'aluminium.

Soit I_0 l'intensité initiale du faisceau ; quand il tombe sur la feuille d'aluminium du condensateur, une partie est réfléchie par l'aluminium : soit $k_a I_0$; l'intensité accusée par l'électromètre sera :

$$f\,(1 - k_a)\,I_0,$$

f étant un coefficient de proportionnalité : l'émission secondaire n'influe pas sur l'électromètre.

Quand la feuille de métal est interposée, elle réfléchit une fraction k_μ des rayons, en absorbe une autre fraction $e^{-\alpha d}$, et l'électromètre accusera une intensité :

$$I_m = I_0\,(1 - k_\mu)\,e^{-\alpha d}\,(1 - k_a)\,f.$$

Il faut tenir compte encore de ce que les rayons réfléchis par l'aluminium se réfléchissent de nouveau sur le métal et, après plusieurs réflexions successives, peuvent atteindre le condensateur, de sorte qu'en résumé l'intensité I_m que mesure l'électromètre sera :

$$I_m = I_0\,(1 - k_\mu)\,e^{-\alpha d}\,(1 - k_a + \gamma k_a k_\mu)\,f.$$

Supposons qu'on répète successivement l'expérience avec deux lames du même métal, d'épaisseurs d et d' peu différentes, on aura :

$$I_m = I_0\,(1 - k_\mu)\,e^{-\alpha d}\,(1 - k_a + \gamma k_a k_\mu)\,f;$$
$$I'_m = I_0\,(1 - k_\mu)\,e^{-\alpha d'}\,(1 - k_a + \gamma k_a k_\mu)\,f'.$$

Il est naturel d'admettre que $f = f'$, d'où :

$$\frac{I_m}{I'_m} = e^{\alpha(d'-d)}$$

et

$$\alpha = \frac{1}{d' - d}\log_e \frac{I_m}{I'_m}.$$

Il est nécessaire que d' et d soient très voisins, sans quoi k_μ et α pourraient ne pas être les mêmes dans les deux cas.

Le même procédé permet de déterminer le coefficient de réflexion. Faisons en effet une première expérience avec une lame d'aluminium :

$$k_\mu = k_a$$

et

$$\frac{I_0}{I_m} = \frac{e^{\alpha d}}{1 - k_a + \gamma k_a^2},$$

$$k_a - \gamma k_a^2 = 1 - \frac{e^{\alpha d}}{\frac{I_0}{I_m}}.$$

Une fois k_a connu, on a toutes les données pour calculer k_μ.

b. *Cylindre de Faraday*. — Le faisceau pénètre dans une boîte métallique entièrement fermée, sauf l'ouverture de 7 millimètres de diamètre dans le couvercle par laquelle entrent les rayons (*fig.* 3). Toute

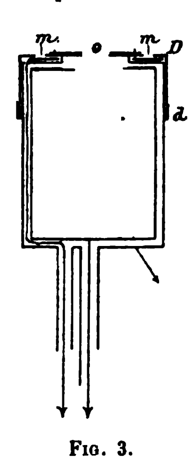


Fig. 3.

cette boîte est isolée à l'intérieur d'une autre constamment reliée au sol, qui forme écran électrique. Sur le couvercle de cet écran repose un anneau de laiton mince isolé *m*, percé dans l'axe de l'appareil d'une ouverture de 1cm,2 de diamètre ; cet anneau est relié à l'électromètre par un fil isolé qui passe à l'intérieur d'un tube de métal mince, logé entre les parois des deux boîtes. Toute la partie antérieure de cet appareil est recouverte d'un couvercle D arrêté par un rebord *d*. Ce couvercle porte une ouverture *o* de 4 millimètres de diamètre, sur laquelle repose un mince anneau de métal avec une ouverture de mêmes dimensions et destiné à supporter les lames absorbantes. Deux fentes latérales larges de 1 millimètre permettent aux rayons latéraux d'atteindre l'anneau *m* qui sert d'électrode de contrôle : l'intensité mesurée sur cette électrode doit être à l'intensité mesurée dans la partie centrale dans un rapport indépendant de l'intensité

initiale. Les bords de l'ouverture sont aussi minces que possible afin de n'intercepter aucun rayon. L'intervalle entre le bord de l'ouverture du cylindre de Faraday et le bord supérieur de l'ouverture dans le couvercle n'est que de 1 millimètre, afin que les rayons même très diffus émis par le couvercle ou par les lames absorbantes pénètrent sans obstacle dans le cylindre de Faraday. Un petit tube fixé au couvercle et qui touche le fond relié au sol, quand le couvercle est enfoncé, soustrait l'électrode de contrôle ou l'électrode centrale à l'influence des rayons diffus qui proviendraient de l'ouverture qui ne leur correspond pas.

Tout ce dispositif est installé dans le tube à expériences à la même place que le condensateur paraffiné.

Si un faisceau cathodique d'intensité initiale I_0 pénètre dans la cage par l'ouverture du couvercle, la presque totalité de ce faisceau est absorbée dans le collecteur et mesurée par l'électromètre.

Il n'y a de perdue que la petite quantité de rayons qui ressortent par l'ouverture : soit

$$I_0\left(1 - \frac{l}{\sqrt{l^2 + \rho^2}}\right),$$

si l est la longueur du collecteur et ρ le rayon de l'ouverture. Dans l'appareil cette perte ne dépasse pas 1 0/0 ; la déviation de l'électromètre mesure donc l'intensité totale. L'émission secondaire n'intervient pas, elle ne peut produire que des échanges entre les différentes régions du collecteur.

Si l'ouverture est couverte de la lame absorbante, l'intensité à l'émergence est, comme on l'a vu,

$$I = I_0 (1 - k)\, e^{-\alpha d} (1 + \sigma).$$

D'où :

$$\frac{I_0^k}{I_m^k} = \frac{e^{\alpha d}}{(1 - k_\mu)(1 + \sigma_\mu)}.$$

En employant deux lames d'épaisseurs très voisines, on calcule α comme ci-dessus, sans avoir besoin de k_μ et de σ_μ. Si on emprunte k_μ aux résultats déjà obtenus, il sera possible de calculer σ_μ.

c. *Condensateur non parafiné.* — L'appareil est le même que le premier, sauf que la paraffine et la feuille d'aluminium sont supprimées.

Si I_0 est l'intensité initiale du faisceau, le condensateur reçoit une

charge

$$I_a = I_0 [1 - (k_a + \lambda_a)],$$

k_a et λ_a se rapportant à l'aluminium qui forme l'électrode. Si l'ouverture est couverte d'une lame d'épaisseur d,

$$I' = I_0 (1 - k_\mu) e^{-\alpha d} + \sigma_\mu I_0 (1 - k_\mu) e^{-\alpha d}$$

est l'intensité du faisceau à l'émergence et qui arrive à l'électrode, moins une certaine fraction

$$k_a I_0 (1 - k_\mu) e^{-\alpha d} + \lambda_a I_0 (1 - k_\mu) e^{-\alpha d}$$

perdue par la réflexion primaire et par l'émission secondaire : il n'y a pas à tenir compte de la réflexion des rayons secondaires, qui sont très lents.

Une partie des rayons réfléchis par l'électrode peuvent être réfléchis par la lame de métal et revenir ainsi à l'électrode, de même que les rayons secondaires qu'ils ont suscités. Cependant, comme ces rayons sont très absorbables, une partie seulement arrivera à l'électrode, fraction qu'on peut évaluer à 2/3 : il importe peu que cette estimation soit très exacte, car il n'en peut résulter de gros écarts. Nous aurions donc, après l'introduction de la lame absorbante :

$$I'_m = I_0 (1 - k_\mu) e^{-\alpha d} [1 + \sigma_\mu - (k_a + \lambda_a) + \gamma k_a (k_\mu + \mu)],$$

d'où :

$$\frac{I}{I'_m} = \frac{1 - (k_a + \lambda_a) e^{\alpha d}}{[1 + \sigma_\mu - (k_a + \lambda_a) + \gamma k_a (k_\mu + \lambda_\mu)] (1 - k_\mu)}.$$

Si on admet que k_m est indépendant de l'épaisseur, on aura, par la méthode des deux épaisseurs voisines :

$$\alpha = \frac{1}{d' - d} \log_e \frac{I''_m}{I'_m}.$$

d. *Condensateur chargé.* — L'électrode collectrice centrale et l'électromètre reçoivent une petite charge négative et on mesure le potentiel avant et après quelques décharges du tube de Crookes : l'électrode de contrôle est reliée à un électromètre non chargé. On trouve que la charge recueillie par le collecteur est indépendante de son potentiel : la charge n'a donc pas d'influence sur le coefficient

de réflexion et, quand le collecteur est relié au sol, il ne reçoit pas de rayon secondaire.

On ne peut donner d'électrisation positive au collecteur quand la fenêtre est ouverte, car, par suite de la non-uniformité du champ, les rayons lents seraient non seulement arrêtés, mais attirés par les autres surfaces irradiées.

Quand la fenêtre est couverte de la lame métallique, cette difficulté disparaît. Le collecteur étant électrisé positivement, il reçoit le rayonnement secondaire de la face postérieure de la lame : celui de la face antérieure est retenu, si le potentiel est assez élevé.

En introduisant ces conditions dans les formules, on peut en tirer σ_a et k_a et aussi σ_μ.

Les nombres obtenus concordent avec les autres d'une manière suffisante :

Substance	Épaisseur en cm. 10^{-5}	Coefficient α Méthode a	b	c	Moyenne
Aluminium ...	13 à 115	4126	4424	4461	4437
	140	»	»	4890	
Mica..........	23 à 100	4762	»	»	4762
Clinquant.....	3,2 à 52	11888	»	11984	11936
Argent	1,8 à 20	17163	17202	17101	17155
	40			18630	
Or	1,5 à 13	27101	27119	27199	27140
	0,77		30220	29605	

Dans les limites des expériences, le coefficient d'absorption paraît indépendant de l'épaisseur. Cependant, pour les grandes épaisseurs, il augmente un peu, ce qu'il faut attribuer sans aucun doute à une perte de vitesse.

Ces résultats ne sont pas d'accord avec ceux des autres expérimentateurs, sauf avec ceux de Lenard. Mais ils ne vérifient pas la loi des masses de Lenard.

L'intensité des rayons réfléchis varie peu avec l'épaisseur de la lame réfléchissante : elle croît avec la densité du métal.

L'intensité de l'émission secondaire ne paraît pas dépendre de la direction des rayons primaires ni de la densité du métal.

4° Absorption dans les gaz. — On introduit dans le tube à expériences deux condensateurs paraffinés.

Le premier, placé sur l'axe, reçoit tous les rayons sortis de la fenêtre d'aluminium ; le deuxième, placé latéralement, ne reçoit que

les rayons diffus, dont l'intensité doit être proportionnelle à celle des rayons incidents.

On détermine le rapport des quantités d'électricité recueillies par les deux condensateurs, rapport qui doit être indépendant de l'intensité des rayons incidents.

Le condensateur latéral est disposé en avant de l'autre à une distance exactement mesurée. En tenant compte de cette différence de position, on pourra écrire, pour les intensités mesurées par l'un et l'autre condensateur :

$$I_1 = a_1 p_1 f_1 i_0, \qquad I_2 = a_2 p_2 f_2 i_0,$$

le facteur f représentant l'effet de la réflexion sur le condensateur, p_1 et p_2 des positions différentes des deux, a_1 et a_2 l'absorption subie par les rayons dans leur trajet, soient R et r les longueurs de ce trajet pour les deux condensateurs :

$$a_1 = e^{-\alpha R}, \qquad a_2 = e^{-\alpha r};$$

d'où :

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{e^{\alpha r} p_1 f_1}{e^{\alpha R} p_2 f_2}$$

dans le gaz et

$$\frac{I_1'}{I_2'} = \frac{p_1 f_1}{p_2 f_2}$$

dans le vide.

On déduit de là :

$$\alpha = \frac{\log_e \left[\frac{I_1'}{I_2} : \frac{I_1}{I_2}\right]}{R - r}.$$

Le rapport du coefficient d'absorption α à la pression du gaz p est à peu près indépendant de cette pression.

Les résultats figurent dans le tableau ci-dessous, avec les valeurs de $\frac{\alpha}{p}$: σ_{20°, σ_{20} étant le double de la densité du gaz par rapport à l'hydrogène à 20° (pour ce dernier, $\sigma_0 = 2$).

Gaz	$\frac{\alpha}{p} 10^5$	$\left(\frac{\alpha}{p} : \sigma_{20}\right) 10^6$
Air	278	103
Hydrogène	33,7	178
Hélium	29,2	74
Méthane	230	148
Ammoniaque	219	137
Ethylène	330	126
Azote	278	106
Oxygène	285	96,2
Argon	314	84
Anhydride carbonique	423	103
— sulfureux	622	104

Comme le montrent les nombres de la dernière colonne, la loi des masses ne se vérifie que d'une manière très imparfaite. L'écart est particulièrement grand pour l'hélium et pour l'hydrogène, en sens contraire.

Il est assez naturel d'attribuer ces différences à la différence des surfaces absorbantes présentées par les dynamides des divers gaz aux rayons cathodiques.

Un même volume d'un gaz quelconque contiendrait le même nombre de dynamides, et ces dynamides auraient des masses égales, mais des surfaces inégales. Les propriétés diélectriques du gaz dépendraient uniquement de la grandeur du moment électrique des dynamides, le diélectrique se présentant comme forme de systèmes bipolaires isolés au sein de l'éther.

Il serait intéressant de comparer la section totale des dynamides, déduite des phénomènes d'absorption, avec celle que permet de calculer la théorie cinétique des gaz. Si les molécules sont formées de dynamides en nombre proportionnel à leurs masses, séparés par des intervalles vides, la section totale divisée par le nombre des molécules représentera l'espace qui est occupé dans une molécule par un même nombre de dynamides. Il est naturel d'admettre que cet espace dépend de la section des dynamides, dont le coefficient d'absorption nous donne une mesure.

En comparant cette « section absorbante » à la section totale déduite de la théorie cinétique, on obtiendra la « section réelle » offerte dans la molécule à un nombre déterminé de dynamides, nombre qui est le même pour tous les gaz, ainsi que la section du champ électrique des dynamides, qui règle l'absorption des rayons cathodiques rapides.

On trouve qu'en général le rapport de la section totale Q au poids moléculaire M croît en même temps que le coefficient d'absorption moléculaire $\frac{\alpha}{p}$: M. Il est à remarquer, en outre, que la valeur absolue du rapport $\left(\frac{Q}{M}\right) : \left(\frac{\alpha}{p} \cdot \frac{1}{M}\right)$ est très grande, voisine de 10.000.

Mais il y a lieu de tenir compte de ce que les valeurs de $\frac{\alpha}{p}$: M se rapportent à des rayons de très grande vitesse et croissent rapidement quand les rayons deviennent lents (Lenard). De ce que les nombres conservent la même allure, on peut conclure que l'accroissement de surface du champ des dynamides se produit à peu près dans la même proportion pour tous les gaz.

L'hélium s'écarte beaucoup de cette règle, sans doute parce que les espaces libres entre les dynamides sont très grands et que l'espace offert à un dynamide, malgré son faible moment électrique, est relativement très grand ; ce que confirme aussi la faible valeur du pouvoir inducteur spécifique.

Pour se faire une vue d'ensemble de ces résultats, on construit les lignes ayant pour abscisses les poids moléculaires des gaz et pour ordonnées :

(1) $\frac{\alpha}{M}$, (2) $\frac{Q}{M}$

et

(3) $\frac{D-1}{M}$ (*fig.* 4).

Le diagramme montre qu'en général ces trois facteurs varient dans le même sens, abstraction faite de quelques irrégularités. Nous avons interprété celle que présente l'hélium. Les courbes (1) et (2) présentent, entre le méthane (16) et l'ammoniaque (17), une dépression, la courbe (3) une légère ascension. La différence est faible et peut provenir d'une inexactitude dans la détermination des données qui ont servi au calcul de Q. De même la portion de ligne entre l'ammoniaque (17) et l'éthylène (28) tient sans doute à une erreur dans la détermination du pouvoir inducteur spécifique.

Les courbes (1) et (3) s'écartent beaucoup dans leurs parties initiales correspondant aux faibles densités ; c'est seulement vers les grandes densités qu'elles se rapprochent du parallélisme. Les courbes d'absorption pour les rayons de faible vitesse (6 volts) ont une allure

opposée : il faudrait en conclure que la section absorbante croît, quand la vitesse des rayons diminue, d'autant plus vite que le poids moléculaire du gaz est plus faible.

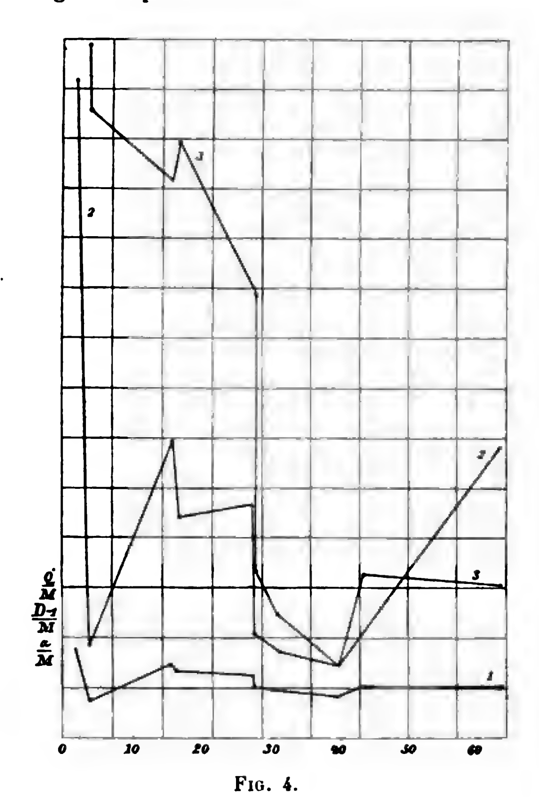


Fig. 4.

L'hypothèse proposée par Lenard pour expliquer les écarts entre les résultats observés et la loi des masses, vérifiée par lui sur l'hydrogène, se confirme donc pour les autres gaz : il faut supposer que les différences spécifiques entre les divers gaz sont dues à ces différences spécifiques entre leurs dynamides. Une de ces différences spécifiques serait la variation du moment électrique des dynamides. La section d'une molécule serait fonction de celle des dynamides ou de l'intensité de leur champ électrique. Il resterait à savoir si ce paramètre est le seul qui intervienne.

Remarquons que les corps à faibles affinités chimiques, comme l'argon et l'hélium d'une part, l'or d'autre part, ont des dynamides

de faible moment, tandis que l'hydrogène se distingue par un champ intense.

Le peu de tendance des atomes des deux premiers gaz à attirer les atomes des autres éléments paraît tel qu'ils ne s'attirent presque plus entre eux et n'ont pas de tendance non plus à former des molécules diatomiques ; cela expliquerait aussi leur résistance à la liquéfaction.

L'affinité chimique de deux atomes dépendrait en premier lieu des charges de signe contraire qui peuvent se former dans le gaz par suite du rayonnement secondaire : ce qui expliquerait l'ozonisation de l'air traversé par les rayons cathodiques. L'affinité se mesurerait par le nombre des quantums négatifs abandonnés ou recueillis par l'atome. Ce nombre serait fonction : 1° de la nature et de l'intensité des causes ionisantes ; 2° du nombre des dynamides ou du poids moléculaire (classification périodique des éléments) ; 3° de la faculté de l'atome de retenir ou d'abandonner les quantums, ce qui dépend du champ des dynamides. Enfin, il faudrait tenir compte des divers modes de groupement des dynamides dans l'atome, accusés par l'étude de l'émission lumineuse.

M. Lamotte.

L. HERMANN. — Ueber die Effekte gewisser Kombinationen von Kapazitäten und Selbstinduktionen (Effets de certaines combinaisons de capacité et de self-induction). — P. 501-518.

L'auteur a, entre autres résultats, trouvé le suivant qu'il déclare n'avoir rencontré dans aucun traité classique (?) :

La capacité totale d'un système de condensateurs en cascade, de capacité individuelle c, est donnée par :

$$\frac{1}{C} = \sum \frac{1}{c}.$$

M. Lamotte.

T. RETSCHINSKY. — Ueber die Wiedewereinigung der Ionen in Luft (Recombinaison des ions dans l'air). — P. 518-549.

Le coefficient de recombinaison a été mesuré par deux méthodes : celle de Riecke et celle de Stark.

Dans la première, le gaz compris entre deux plans parallèles est soumis à une ionisation constante, par une mince couche de chlorure de radium répandue sur le plateau inférieur. Entre les deux plateaux, on établit une différence de potentiel suffisante pour entretenir un courant très voisin du courant de saturation.

Le régime étant stationnaire, les dérivées par rapport au temps qui figurent dans les équations différentielles de Riecke s'annulent. On peut alors intégrer ces équations, d'abord en négligeant la diffusion, puis après avoir substitué les valeurs trouvées dans ce premier calcul pour la densité $\overset{+}{N}$ et $\overset{-}{N}$ des ions positifs et négatifs.

Dans la méthode de Stark, on réduit autant que possible l'intensité du courant et on néglige de prime abord la diffusion. Vu la faible valeur de l'intensité, on néglige dans les équations certains termes, ce qui en rend l'intégration possible.

Dans l'air à la pression de 760 millimètres, ce dernier procédé a donné pour le rapport $\frac{\alpha}{\varepsilon}$ du coefficient de recombinaison à la charge d'un quantum la valeur

$$\frac{\alpha}{\varepsilon} = 4.200.$$

Le procédé de Riecke, pour des pressions de 745 à 754 millimètres, a donné :

$$\frac{\alpha}{\varepsilon} = 4.090.$$

Lorsque les plateaux sont très rapprochés, on ne peut plus négliger vis-à-vis de la recombinaison des ions leur « absorption » à la surface des électrodes.

Le rapport $\frac{\alpha}{\varepsilon}$ diminue d'environ 300 unités pour une diminution de pression de 100 millimètres, entre 760 et 200 millimètres.

M. Lamotte.

B. WALTER. — Ueber das Röntgensche Absorptionsgesetz und seine Erklärung (Loi d'absorption des rayons X d'après Röntgen et explication de cette loi). — P. 561-572.

Selon Röntgen, un faisceau de rayons X qui a traversé une lame d'aluminium, de verre ou de clinquant, traverse une seconde lame

identique en proportion notablement plus grande. Röntgen explique ce phénomène en admettant que le faisceau primitif est formé par des rayons de pouvoir pénétrant ou « dureté » différente.

S'il en est ainsi, la loi devrait s'appliquer indistinctement à toutes les substances. Or, si on mesure à l'aide d'une « échelle de dureté » de Benoît la dureté d'un faisceau directement au sortir du tube de Crookes, puis après que ce faisceau a traversé une lame quelconque, on constate avec des lames d'aluminium, de fer, de cuivre, de zinc, de platine, de plomb, etc..., une augmentation de dureté; mais avec l'argent et, à un degré moindre, avec le palladium, le cadmium, l'étain et l'antimoine, la dureté est diminuée.

Cependant un faisceau qui a traversé une première lame d'argent est absorbé dans une proportion moindre dans une deuxième lame d'argent identique.

Les propriétés des rayons secondaires ne peuvent être invoquées pour expliquer cette contradiction, car les phénomènes ne changent pas quand on éloigne la lame d'argent de l'écran ou de la plaque radiographique.

L'auteur propose l'hypothèse suivante : le rayonnement émis par le tube de Crookes est homogène ; mais, en étant absorbé, il subit une influence de l'atome absorbant et est en général modifié de telle sorte qu'il devient plus pénétrant pour toute autre substance. En particulier, dans le cas des métaux du groupe de l'argent, est augmenté beaucoup plus le pouvoir pénétrant à travers les atomes de même nature.

M. Lamotte.

N° 9.

G. KEMPP. — Die Dämpfung von Kondensatorkreisen mit Funkenstrecke (Amortissement dans les circuits de condensateurs avec un exploseur). — P. 627-658.

La méthode employée est celle des courbes de résonance de Bjerknes. Le circuit primaire (celui dont on se propose de déterminer le décrément logarithmique) est analogue au dispositif de Tesla, c'est-à-dire renferme deux condensateurs symétriques. Ce circuit primaire agit sur un circuit secondaire aussi éloigné que possible ; ce circuit renferme un condensateur à lame d'air, de capacité réglable, ainsi que de petites bobines de self-induction. Ce secondaire joue à son tour le

rôle d'inducteur vis-à-vis d'une bobine carrée formée de quatre spires et à laquelle est relié le bolomètre.

La source d'électricité était, suivant les expériences, une moyenne bobine d'induction, une de 30 centimètres d'étincelle ou une de 50. Pour obtenir une stabilité suffisante dans les indications du galvanomètre qui se trouve dans le circuit du bolomètre, il convient que chaque interruption du courant ne produise dans le secondaire qu'une décharge unique.

Dans tous les cas pratiques, l'amortissement des oscillations dans le circuit est dû presque exclusivement à l'étincelle : de même l'impédance du circuit.

Le décrément logarithmique (et aussi l'impédance) décroît quand augmente la valeur de l'étincelle, et atteint un minimum : pour $0^{cm},3$ quand la capacité est faible, pour $0^{cm},6$ quand la capacité est comprise entre 0,001 et 0,008 microfarad au delà, jusqu'à ce que l'étincelle atteigne 5 centimètres, le décrément croît à peu près proportionnellement à la longueur de l'étincelle. Il existe donc une longueur comprise entre $0^{cm},3$ et $0^{cm},6$, selon la capacité pour laquelle le rendement est maximum.

Cependant la diminution du rendement est assez lente pour qu'on puisse employer des étincelles notablement plus longues sans grande perte. En particulier, le maximum peut n'être atteint que pour des longueurs beaucoup plus grandes quand on fait agir le primaire sur un circuit tel que le coefficient d'induction mutuelle soit faible.

Si on augmente la capacité des condensateurs, le décrément décroît d'abord très rapidement, puis plus lentement et, à partir de 0,003 microfarad, il croît lentement. L'impédance décroît constamment : mais la diminution est lente à partir de 0,001 microfarad. L'augmentation de l'impédance avec la longueur de l'étincelle est d'autant plus rapide que la capacité est moindre.

L'augmentation de la self-induction influe peu sur le décrément.

L'introduction d'une résistance supplémentaire R_1 dans le circuit augmente l'impédance plus que le calcul ne l'indique ; c'est qu'en même temps augmente la « résistance » de l'étincelle.

La grosseur des boules de l'exploseur (de $1^{cm},5$ à 5 centimètres de diamètre) est indifférente tant que l'étincelle n'atteint pas 1 centimètre ; au delà, le décrément croît davantage quand les boules sont plus grosses ; de plus, quand les boules sont grosses, la différence de potentiel explosive varie suivant une autre loi, et le rendement croît

avec la longueur de l'étincelle plus longtemps et atteint un maximum plus élevé.

Le décrément est le même, qu'on charge le condensateur à l'aide d'une bobine ou d'une machine à influence ; cette dernière est préférable au point de vue de la régularité, pourvu que son débit soit suffisant.

Ces résultats ne s'appliquent qu'à des circuits sans liaison inductive ou dont la liaison avec les circuits induits est très lâche.

M. Lamotte.

W. MATTHIES. — Ueber die Glimmentladung in den Dämpfen der Quecksilberhaloidverbindungen $HgCl^2$, $HgBr^2$, HgI^2 (Décharge par lueurs dans les vapeurs des combinaisons haloïdes mercuriques $HgCl^2$, $HgBr^2$, HgI^2).

Le tube à décharges renfermant les sels est chauffé dans un four électrique à résistance de nickel ; le courant est fourni par une batterie de 1.600 petits accumulateurs. Le tube renferme cinq sondes de platine, dont on mesure la différence de potentiel à l'aide d'un électromètre à quadrants.

La décharge par lueurs dans ces vapeurs ne présente aucune différence caractéristique avec celle qui se produit dans les gaz simples et ne provoque pas leur décomposition. Le champ électrique, les chutes de potentiels cathodique et anodique y sont plus grandes que dans l'azote.

Dans la lumière positive sans strates, le champ croît en général de la cathode à l'anode. Il augmente avec la pression, d'abord plus vite que cette dernière, puis moins vite. Quant à la variation avec l'intensité du courant, elle suit une loi très compliquée, très différente suivant la grandeur de la pression.

Dans la vapeur de $HgCl^2$, le champ diminue quand la section du tube augmente.

La chute de potentiel cathodique normale est à peu près proportionnelle au poids moléculaire des combinaisons : 365 volts entre $HgCl^2$ et le platine, 395 pour $HgBr^2$ et 432 pour HgI^2.

M. Lamotte.

R. THOLDTE. — Der Einfluss der Ionisation auf die Leitungsfähigkeit des Kohärers (Influence de l'ionisation sur la conductibilité du cohéreur). — P. 694-704.

Lorsqu'un cohéreur reçoit des rayons du radium, la différence de potentiel critique est diminuée et on peut déceler des ondes électriques de moindre intensité. La conductibilité du cohéreur, provoquée par un court-circuit, devient aussi plus grande.

M. Lamotte.

H. HAUSRATH. — Die Messung kleiner Temperaturdifferenzen mit Thermoelementen und ein Kompensationsapparat mit konstantem kleinen Kompensationswiderstand bei konstantem bleibendem Hilfstrom (Mesure de faibles différences de température au moyen des éléments thermo-électriques, potentiomètre à résistance faible constante et à courant constant). — P. 735-743.

B. STRASSER. Ueber die Bestimmung des Selbstinduktionskoeffizienten von Solenoiden (Sur la détermination des coefficients de self-induction des solénoïdes). — P. 763-771.

La formule de Stefan ne donne pas la valeur exacte de self-induction pour les bobines comprenant un petit nombre de spires, et les écarts peuvent atteindre 20 0/0.

Cela tient à ce que Stefan considère comme rectangulaire la section de l'anneau occupé par le métal, section qui, en réalité, se compose de cercles tangents deux à deux. L'auteur, en tenant compte de cette circonstance, calcule une formule qu'il a vérifiée par l'expérience. En l'appliquant aux bobines calculées par Drude, il a trouvé presque exactement les nombres indiqués par ce dernier.

M. Lamotte.

R. FURSTENAU. — Ueber einige Entladungserscheinungen in evaknierten Röhren (Phénomènes de décharge dans les tubes raréfiés). — P. 775-779.

Une lampe électrique qui n'a pas encore fonctionné est frottée avec un morceau de drap ou avec la main. Au bout de quelques secondes, elle émet vers la base une faible luminescence; le filament lui-même émet dans toute sa longueur une lumière jaune blafarde.

Cette luminescence est beaucoup plus intense si, après avoir frotté

la lampe, on la tient à la main par l'ampoule et approche l'autre main du culot. On ne constate aucun mouvement du filament pendant cette émission lumineuse.

M. LAMOTTE.

U. BEHN. — Ueber die Uebereinanderlagerung von Halbschatten : Bemerkung zur Arbeit des Hrn. J. Petri [Sur la superposition des pénombres, remarque sur le travail de M. J. Petri (1)]. — P. 772-774.

L'auteur explique les phénomènes observés par M. Petri par les illusions provoquées par la superposition des pénombres sur les photographies d'objets très rapprochés l'un de l'autre, et donne la reproduction d'un certain nombre de telles épreuves.

M. LAMOTTE.

N° 10.

P. EWERS. — Die Spitzenentladung in mono und zweiatomigen Gasen (Décharge par les pointes dans les gaz mono et diatomiques). — P. 781-860.

Les expériences ont été effectuées avec l'hélium, l'argon, l'azote et l'hydrogène, préparés avec des soins très minutieux, pour être très purs (p. 796-813).

L'auteur a déterminé la différence de potentiel minimum nécessaire à l'entretien de la décharge et les caractéristiques $i = f(v)$, quand la pointe est négative et quand elle est positive, pour diverses températures et pour diverses pressions de ces gaz.

Quand la pointe est négative, à température constante, on a :

$$M_a = C + (M_b - c)\sqrt{\frac{p_a}{p_b}},$$

M_a, M_b étant les différences de potentiel minimum qui correspondent aux pressions p_a, p_b. Cette loi se vérifie aussi dans la plupart des cas quand la pointe est positive ; mais on rencontre des exceptions, sans doute parce que les phénomènes sont moins réguliers.

Dans l'hélium, à $+ 18°$, la différence de potentiel minimum pour la pointe positive reste indépendante de la pression quand celle-ci varie de 720 à 340 millimètres de mercure.

(1) *J. de Phys.*, 4e série, t. IV, p. 785 ; 1905.

Le produit de la différence de potentiel minimum M par la racine carrée du trajet moyen L des molécules au nombre n des atomes de la molécule :

$$M\sqrt{\frac{L}{n}} = A,$$

a sensiblement la même valeur pour les gaz mono ou diatomiques pris sous la même pression et à la même température.

Pour les deux sens de la décharge dans les gaz monoatomiques, hélium et argon, on trouve entre l'intensité i du courant et la force électromotrice nécessaire pour entretenir ce courant la relation :

$$\sqrt{i} = cV + C,$$

c et C étant des constantes, qui ont des valeurs différentes suivant le sens de la décharge et dépendent aussi de la pression et de la température.

A + 18°, C diminue d'une manière notable avec la pression, quand la pointe est négative : il en est de même quand la température devient très basse.

La constante c, dans le cas de la pointe positive, est à peu près indépendante de la température et croît comme la racine carrée de l'inverse de la pression.

La décharge négative présente une exception dans l'hélium à + 18° et dans l'argon à + 18° et à — 65° ; la valeur de c diminue avec la pression jusqu'à 350 millimètres dans l'hélium, 250 millimètres dans l'argon, et croît ensuite.

Dans les gaz diatomiques, hydrogène et azote, l'influence de la pression et de la température est autre que dans les gaz monoatomiques.

Quand la pointe est négative, l'hydrogène et l'azote se comportent de même : à + 18° pour toutes les pressions, à — 65° et — 189° pour les basses pressions :

$$i^{\frac{2}{3}} = aV + B.$$

Quand la pointe est positive, cette formule reste vraie pour l'azote dans toutes conditions, mais pour l'hydrogène seulement aux hautes pressions et aux températures de + 18° et de — 65°. La raison en est que, toutes choses égales, le travail d'ionisation dans l'hydrogène,

surtout aux basses températures, est plus petit que dans l'azote. Dans les gaz monoatomiques, ce travail est toujours faible.

Si on rapproche les résultats trouvés pour la différence de potentiel et l'intensité du courant, on arrive à cette conclusion que :

Dans le cas de la décharge normale par une pointe, l'intensité de courant obtenue avec une différence de potentiel donnée est proportionnelle au trajet moyen des molécules gazeuses pour les gaz monoatomiques, argon et, hélium et pour les gaz diatomiques, azote et hydrogène.

M. Lamotte.

E. MADELUNG. — Ueber Magnetisierung durch schnellverlaufende Ströme und die Wirkungsweise des Rutherford-Marconischen Magnetdetektors (Aimantation par les courants à variation rapide et mode de fonctionnement du détecteur de Rutherford-Marconi). — P. 861-890.

La méthode de mesure employée est celle d'Angström.

Autour d'un tube de Braun sont disposées à angle droit quatre bobines. Deux de ces bobines, a, b, agissent en sens contraire sur le faisceau cathodique, et leurs déviations se compensent; les deux autres, c, d, agissent dans le même sens et provoquent une déviation proportionnelle à l'intensité H du champ et perpendiculaire à leur axe.

Si on introduit dans l'une des bobines a, b, du fer, le faisceau sera dévié dans la direction cd et cette déviation sera proportionnelle à l'aimantation du fer I. Par suite, quand on fait varier le courant des bobines, la trace du faisceau sur l'écran fluorescent décrit la courbe $I = f(H)$.

Pour étudier l'effet magnétisant des courants rapides, l'auteur s'appuie sur les propriétés suivantes des courbes d'hystérésis maximum :

1. Toute courbe A, contenue à l'intérieur du cycle, est entièrement définie par son point de départ sur le contour du cycle ;

2. Si on part du point B d'inversion de cette courbe, la courbe B obtenue revient au point A ;

3. Si on construit la courbe C partant d'un point C situé sur la courbe B et qu'on la prolonge au delà de B, ce prolongement se confond avec celui de la courbe A par laquelle on a obtenu tout d'abord le point B, comme si le cycle BCB n'existait pas.

Pour utiliser ces propriétés, il faudrait connaître toutes les courbes définies par les différents points du cycle maximum. On profite de ce que deux courbes correspondant à des points de même ordonnée se déduisent l'une de l'autre, avec une exactitude suffisante, par simple translation.

Résultats. — L'amplitude du champ restant constante, la dissipation d'énergie par l'hystérésis décroît quand la fréquence augmente si le champ est faible, croît quand le champ est intense, puis diminue dans les champs très intenses.

L'effet magnétisant d'une onde de courant dépend de l'amortissement. Il est maximum quand le courant devient apériodique : d'une manière générale, c'est une fonction périodique de l'amortissement. Il présente un minimum très accusé correspondant au cas où l'effet de la deuxième demi-onde supprime à peu près l'effet de la première.

Comme l'a signalé Rutherford, l'effet d'un courant apériodique est nul, s'il est dans le sens de l'aimantation : l'effet d'une onde entière est toujours plus petit quand celui de la première demi-onde est dans le sens de l'aimantation.

Si une succession d'ondes apériodiques agissent sur un fil aimanté à saturation, les ondes renforcent l'effet de la première, mais sans que l'effet total atteigne jamais celui d'un champ stationnaire. Si les ondes sont périodiques, les courbes sont plus compliquées, mais ont la même allure.

Dans le détecteur de Marconi, le fer est soumis en même temps à un champ à variation lente et à un champ à variation rapide.

Une onde apériodique n'exerce aucune action sur une aiguille d'acier aimantée à saturation, si elle agit dans le sens de l'aimantation. L'effet commence quand l'onde devient périodique. Il est d'autant plus faible que la période est plus courte et, à amplitude égale, n'atteint jamais la valeur obtenue avec une onde de longue période. Dans des limites assez étendues, l'effet d'une seule onde est à peu près proportionnel à l'amplitude. M. Lamotte.

A. EINSTEIN. — Zur Elektrodynamik bewegter Körper (Contribution à l'électrodynamique des corps en mouvement). — P. 891-920.

L'auteur se propose d'établir l'électrodynamique des corps en mouvement, en tenant compte du mouvement absolu, en admettant seu-

lement que la lumière se propage dans le vide avec une vitesse déterminée indépendante du mouvement de la source.

M. LAMOTTE.

H. GREINACHER et K. HERRMANN. — Ueber eine an dünnen Isolatorschichten beobachtete Erscheinung (Phénomène observé sur les couches minces de diélectrique). — P. 922-934 (1).

Une lame d'argent recouverte de radiotellure est placée vis-à-vis d'une autre lame de métal et on établit entre les deux, pendant quelque temps, une différence de potentiel d'une centaine de volts. Si on détermine ensuite la différence de potentiel entre cette lame d'argent et une autre lame métallique, on trouve qu'elle est devenue bien supérieure en valeur absolue à la différence de potentiel au contact normale.

Cette « charge » devient beaucoup plus grande quand on a éliminé la couche d'eau adhérente au métal en le chauffant dans un récipient desséché par de l'anhydride phosphorique.

Elle tient en grande partie à la présence sur la surface du métal d'une mince couche d'anhydride phosphorique sublimé pendant cette dernière opération. Une couche mince de gomme laque produit le même effet.

La charge n'est pas due aux rayons α du radiotellure, car on l'obtient également en exposant la plaque recouverte de gomme laque au courant s'échappant d'une pointe.

M. LAMOTTE.

R. REIGER. — Lichtelektrische Lerstrenung an Isolatoren bei Atmosphärendruck (Déperdition photoélectrique à la surface des isolateurs dans l'air à la pression atmosphérique). — P. 935-946.

Cette déperdition se produit à la surface des isolants dans les mêmes conditions qu'à la surface des métaux. Ce sont surtout les rayons ultra-violets les plus réfrangibles qui sont les plus actifs. La déperdition est unipolaire, variable avec les échantillons de verre étudiés, mais du même ordre de grandeur pour tous.

La vitesse de déperdition est à peu près la même, quand la diffé-

(1) Cf. *J. de Phys.*, 4e série, t. IV, p. 712; 1905.

rence de potentiel est faible, pour le métal ou le verre recouverts de noir de fumée.

Pour les isolants autres que le verre, les phénomènes sont analogues à la grandeur près de la déperdition ; celle-ci est toujours plus faible que pour le charbon et l'aluminium.

Sous l'influence des rayons ultra-violets, une lame diélectrique chargée négativement, placée dans le vide, émet des rayons cathodiques.

M. Lamotte.

R. REIGER. — Ueber das Verhältniss $\frac{\varepsilon}{\mu}$ bei Kathoden, strahlen verschiedenen Ursprunges (Sur le rapport $\frac{\varepsilon}{\mu}$ dans les rayons cathodiques d'origine différente). — P. 947-960.

Le rapport $\frac{\varepsilon}{\mu}$ est le même quelle que soit l'origine des rayons cathodiques.

L'auteur a déterminé ce rapport pour les rayons cathodiques émis par le verre sous l'influence des rayons ultra-violets, pour ceux qui prennent naissance dans les parties resserrées des tubes à décharge (rayons de striction) et enfin pour les rayons cathodiques émis par une anode qui a été exposée longtemps aux décharges. On recueille ces rayons par une ouverture percée dans l'anode, comme les rayons-canaux émis par la cathode.

M. Lamotte.

E. WARBURG. — Ueber die Reflexion der Katho denstrahlen an dünnen Metallblättchen, nach den Versuchen von S. Williams mitgeteilt (Réflexion des rayons cathodiques sur les lames métalliques minces, d'après les expériences de S. Williams). — P. 977-985.

Deux faisceaux cathodiques sont émis dans un même récipient par deux cathodes reliées au sol, avec une anode unique. Chacun de ces faisceaux tombe normalement sur une lame métallique réflecteur, l'une épaisse, l'autre mince, mais du même métal. Les faisceaux réfléchis traversent l'un et l'autre deux diaphragmes présentant des ouvertures de mêmes dimensions et tombent sur un écran fluorescent. Si l'appareil est symétrique par rapport à la normale à l'écran, l'in-

tensité relative des deux taches fluorescentes donnera une mesure des coefficients de réflexion.

Mais ceci suppose que les faisceaux émis par les deux cathodes, c'est-à-dire que les courants ont la même intensité. Or, si l'une des lames réfléchit plus que l'autre, par suite de l'ionisation provoquée par les rayons réfléchis, l'intensité sera plus forte de ce côté.

On élimine cette cause d'erreur en interposant entre les cathodes et les réflecteurs des diaphragmes, qui limitent le faisceau incident et écartent les rayons réfléchis des tubes contenant les cathodes.

Comme le faisceau cathodique réfléchi devient hétérogène, on forme son spectre magnétique et on détermine l'intensité dans les diverses régions de ce spectre.

Résultats. — La réflexion des rayons cathodiques est la même, quelle que soit l'épaisseur de la plaque, tant que la vitesse (mesurée par la différence de potentiel) des rayons incidents reste au-dessous d'une certaine limite, qu'on peut appeler différence de potentiel critique. Quand la vitesse dépasse cette valeur, le coefficient de réflexion diminue ; cette diminution porte d'abord sur les rayons les plus déviés dans le spectre magnétique et puis sur les rayons moins déviés à mesure que la vitesse augmente.

La différence de potentiel critique dépend de l'épaisseur et de la nature du métal.

Cette épaisseur représenterait celle de la couche superficielle dans laquelle se produit la réflexion des rayons dont la vitesse correspond à la différence de potentiel critique.

M. Lamotte.

G. HIMSTEDT et G. MEYER. — Ueber die Bildung von Helium aus der Radiumsemanation (Formation de l'hélium à partir de l'émanation du radium). — 2e mémoire. — P. 1005-1008 (1).

Les expériences décrites dans le premier mémoire ont été répétées avec du bromure de baryum au lieu de bromure de radium, sans qu'on découvre trace des raies de l'hélium. L'origine de l'hélium dégagé par l'émanation ne peut être attribuée à du gaz entraîné, provenant des minéraux dont on a extrait le radium. Quand on a soumis la clévéite plusieurs fois à l'action simultanée du vide et de la chaleur,

(1) Cf. *J. de Phys.*, 4e série, t. IV, p. 520 ; 1905.

elle ne fournit plus d'hélium. Au contraire, dans un tube contenant du bromure de radium, plusieurs fois chauffé, vidé et balayé avec de l'hydrogène, puis abandonné à lui-même, on décèle les raies de l'hélium au bout de quelques semaines, sans qu'il soit nécessaire de chauffer à nouveau.

M. LAMOTTE.

G.-W.-A. KAHLBAUM. — Notiz über die verzerrten Bilder, welche durch Radiumbromid auf der photographischen Platte hervorgerufen werden (Note sur les images déformées produites par le bromure de radium sur les plaques photographiques). — P. 1009-1011.

L'auteur conteste l'explication donnée par Petri [1].

M. LAMOTTE.

THE AMERICAN JOURNAL OF SCIENCE ;

T. XX; juillet-décembre 1905.

II. — TRAVAUX DIVERS.

JOHN TROWBRIDGE. — Side discharge of electricity (Décharge latérale d'électricité). — P. 57-59.

Un tube de Geissler, placé en série avec une résistance liquide énorme, est traversé par la décharge d'une batterie d'accumulateurs de 10.000 à 20.000 éléments ; une électrode supplémentaire, reliée au sol, est soudée dans une tubulure latérale. A chaque décharge, une décharge latérale se produit simultanément entre la cathode et l'électrode supplémentaire, montrant que l'espace extérieur intervient par sa capacité propre, la différence de potentiel entre le sol et la cathode étant supérieure à la chute de potentiel entre les deux électrodes.

En produisant deux décharges latérales simultanées au lieu d'une seule, l'auteur propose de comparer photométriquement les capacités de deux condensateurs.

---

[1] *J. de Phys.*, 4e série, t. IV, p. 785 ; 1905.

R.-H. HOUGH. — On the mecanical equivalent of the heat vaporization of water (Équivalent mécanique de la chaleur de vaporisation de l'eau). — P. 81-92.

La chaleur de vaporisation de l'eau à 100° est mal déterminée par les expériences antérieures où l'on prend la calorie (par exemple à 20°) comme unité. Les valeurs extrêmes sont celle de Regnault (536,5) et celle de Callendar (540,2) dont le calcul est basé sur les expériences de Joly et sur celles de Barnes, concernant la chaleur spécifique de l'eau entre 12° et 100°. Une détermination plus rigoureuse de la chaleur de vaporisation de l'eau donnerait une valeur exceptionnelle à la méthode calorimétrique de Joly, exempte, grâce à l'uniformité de la température, des incertitudes inhérentes aux autres méthodes.

L'auteur décrit un appareil destiné à mesurer directement cette constante en ergs, sans passer par l'intermédiaire de la calorie, méthode exempte de toute erreur thermométrique et des corrections de perte par rayonnement et convection.

Les mesures définitives ne sont pas encore faites; l'auteur espère obtenir une précision de $\frac{1}{1.000}$. Tout l'appareil est renfermé dans une enceinte à double paroi pleine de vapeur. Un frein à frottement monté sur un arbre vertical convertit l'énergie mécanique en chaleur. Une capsule contenant de l'eau est suspendue au fléau d'une balance; on pèse ainsi l'eau évaporée en un temps donné. Le moment du couple résistant est enregistré comme dans les expériences de Rowland, mais ses variations automatiques sont produites par un dispositif nouveau, ce couple variable étant emprunté uniquement à la pesanteur, et non pas produit par l'addition ou la soustraction d'un couple de torsion. Le compteur de tours et l'appareil enregistreur sont embrayés simultanément au commencement d'une expérience et débrayés à la fin.

Le tambour du cylindre enregistreur possède à chaque instant une vitesse angulaire proportionnelle à celle de l'arbre, et le crayon un déplacement proportionnel à la composante utile du poids qui produit le couple résistant.

B.-J. HARRINGTON. — A modification of Victor Meyer's apparatus for the determination of vapor-densities (Modification de l'appareil de Victor Meyer pour la détermination des densités de vapeur). — P. 225-228.

Le récipient à air, court et horizontal, et le tube d'échappement de l'air, recourbé en zigzag, peuvent être chauffés plus commodément à température uniforme dans une boîte métallique pleine d'eau bouillante. La hauteur de chute de l'ampoule pleine de liquide est très faible.

F.-E. WRIGHT. — The determination of the optical character of birefracting minerals (Détermination du caractère optique des minéraux biréfringents). — P. 285-296.

Perfectionnements aux méthodes applicables à l'étude des cristaux biaxes en lumière convergente, taillés en lames perpendiculaires à l'une des bissectrices des axes, perpendiculaires à un axe, ou enfin parallèles au plan des axes.

H. Bénard.

JOURNAL DE CHIMIE-PHYSIQUE;

T. II, n°s 6, 7, 8, 9 et 10 ; 1904.

M.-L. GODLEWSKI. — Sur la dissociation des électrolytes dans les solutions alcooliques. — P. 393.

Les tentatives pour vérifier la loi de dilution d'Ostwald, dans le cas des dissolvants autres que l'eau, n'ont réussi que très rarement. Il est vrai qu'on a souvent opéré dans des conditions où elles ne se vérifient pas même pour les solutions aqueuses (solutions concentrées ou électrolytes forts).

L'auteur s'est proposé d'étudier la conductibilité des électrolytes faibles, plus spécialement des sels organiques, dans l'alcool éthylique absolu ou étendu d'eau.

Il a fallu employer des cellules très larges et des électrodes très rapprochées, parce que les conductibilités à mesurer étaient faibles,

et souvent tenir compte de la conductibilité du dissolvant ($1,53 \, 10^{-7} \, \Omega^{-1}$ pour l'alcool absolu qui était employé).

Cette faible conductibilité permettait par contre de calculer le degré de dissociation par la formule simplifiée :

$$\frac{\mu^2}{v} = \mu_\infty^2 K,$$

qui a l'avantage de pouvoir mettre en évidence la concordance avec la loi, même si la valeur de μ_∞ n'est pas connue exactement.

Il a reconnu ainsi :

1° Que l'ordre dans lequel se suivent les acides faibles quant à la grandeur de la conductibilité moléculaire pour des solutions finies est différent suivant qu'on emploie l'alcool absolu ou l'alcool dilué d'eau.

Cet ordre de grandeur est 10^{-3} et 10^{-2} de celle de la conductibilité dans l'eau pour les solutions de dilution moyenne et 10^{-1} pour les dilutions plus grandes. — La loi d'Ostwald est applicable aux solutions des huit acides organiques étudiés dans l'alcool absolu ;

2° Pour les mélanges d'eau et d'alcool, la loi d'Ostwald se vérifie également. La constante de dissociation s'abaisse avec la croissance du pourcentage d'alcool, très lentement au début, puis de plus en plus vite.

P. DUTOIT et A. LEVIER. — Conductibilités limites de quelques électrolytes binaires dans l'acétone. — P. 435.

Les divergences suivant les auteurs sont parfois considérables, et c'est pour rechercher la cause de ces divergences qu'on a repris ces déterminations dans l'acétone en discutant avec soin les causes d'erreur.

On a reconnu ainsi que la substitution d'électrodes massives aux électrodes platinées était nécessaire. En particulier pour des dissolutions d'iodure de potassium, l'emploi des électrodes platinées donne des résultats trop faibles quand on procède à une série d'essais en augmentant la concentration par addition de sel, trop forts au contraire si on agit par dilution ; ce qui suggère l'idée que les électrodes platinées retiennent intimement une partie de la solution précédemment employée. Les électrodes massives donnent des résultats concordants.

L'instabilité de certains sels peut aussi donner lieu à quelques erreurs; en particulier, la conductibilité des sels d'ammonium dissous dans l'acétone varie avec le temps.

Les impuretés du dissolvant peuvent également avoir une influence notable, surtout avec certains sels. L'acétone utilisée avait une conductibilité variant entre 0,5 et $2 . 10^{-7}$ à 18°.

La conductibilité moléculaire des sels devient constante aux grandes dilutions (elles ont été étudiées jusqu'à V = 100.000 litres environ). La conductibilité moléculaire limite est la somme des conductibilités ioniques (loi de Kohlraush). Les vitesses des ions n'ont pas le même rapport dans l'eau et dans l'acétone.

HARRY-C. JONES. — L'existence d'hydrates dans les solutions aqueuses d'électrolytes. — P. 455.

Les dissolutions un peu concentrées d'un grand nombre de sels présentent des abaissements du point de congélation tout à fait anormaux (la conductibilité restant parfaitement normale). Dans le but de vérifier si la formation d'hydrates ne permettrait pas d'expliquer ces anomalies, Jones et ses collaborateurs du laboratoire de chimie de Baltimore ont effectué un grand nombre de déterminations.

Ils ont pu constater que, lorsque la concentration augmente, l'abaissement moléculaire décroît d'abord, passe par un minimum, puis croît rapidement. Pour le chlorure d'aluminium, de concentration 2^{mol},124 pour 1.000, l'abaissement moléculaire atteint 19,32, tandis que la valeur calculée n'est que 2,14.

L'étude des points d'ébullition donne des différences du même ordre, mais le minimum a lieu pour une concentration plus grande, ce qui conduit à admettre que les hydrates qui prennent naissance sont moins stables qu'à la température de congélation.

On a également vérifié que les substances qui cristallisent de leurs solutions avec un plus grand nombre de molécules d'eau donnent un abaissement notable.

Dans des dissolvants autres que l'eau, dans l'alcool par exemple, on a pu constater des anomalies identiques qui s'expliqueraient de même par la formation d'alcoolates.

Il faudrait donc rejeter la théorie de Mendeleef, qui admet seulement la formation possible de quelques hydrates bien définis, et

supposer l'existence d'hydrates dont la composition est fonction de la concentration et déterminée par une action de masse.

On indique comme complément quelques réactions colorées, découvertes par M. Lœvis, et pouvant illustrer la théorie. Une solution un peu concentrée de chlorure ou de nitrate de cobalt est colorée en rose (hydrates) ; en ajoutant quelques cristaux de chlorure d'aluminium, on voit apparaître la couleur bleue du sel anhydre ; l'addition d'eau ramène la couleur rose. Une solution de bromure de cuivre passe dans les mêmes conditions du bleu au vert.

PH.-A. GUYE et S. BOGDAN. — Détermination du poids atomique de l'azote. Analyse gravimétrique du protoxyde d'azote. — P. 537.

A. JAQUEROD et S. BOGDAN. — Détermination du poids atomique de l'azote par l'analyse en volume du protoxyde d'azote. — P. 562.

Les méthodes souvent indirectes employées en chimie ont fixé le poids atomique de l'azote à 14,04 ($O = 16$). Les méthodes physico-chimiques donnent toutes des nombres voisins de 14,01.

En discutant la précision possible dans les déterminations chimiques, qui dépend de celle avec laquelle on connaît le poids atomique d'autres éléments (Ag, Cl, Br, K, Na, Li) servant d'intermédiaires, les auteurs concluent qu'on ne peut pas affirmer l'exactitude de la seconde décimale.

Ils ont cherché une méthode plus simple, permettant de relier directement le poids atomique de l'azote à celui de l'oxygène, et se sont arrêtés à l'analyse gravimétrique du protoxyde d'azote. L'appareil se compose d'un récipient cylindrique rempli de charbon auquel on a fait absorber une grande quantité de protoxyde d'azote pur. Ce récipient est mis en communication par des joints de verre coniques (lutés au moyen d'une composition contenant 16 parties de caoutchouc, 8 parties de vaseline, 1 partie de paraffine) avec un récipient cylindrique traversé dans toute sa longueur par un fil de fer, et un flacon laveur à acide sulfurique. — On fait dégager lentement le gaz sur le fil de fer chauffé au rouge blanc par un courant électrique. La pesée du récipient à protoxyde d'azote avant et après l'expérience donne le poids de ce gaz qui a été décomposé. La pesée du cylindre à spirale de fer vide, avant et après, donne le poids d'oxygène fixé.

La moyenne de cinq expériences a donné 14,007 à $\frac{1}{4.000}$ près, ce qui permet d'admettre le nombre 14,01.

MM. Jaquerod et Bogdan ont procédé à une analyse volumétrique par un procédé analogue. Les mesures étaient faites à volume constant au moyen d'un manomètre permettant de lire $\frac{1}{50}$ de millimètre. Il fallait, il est vrai, employer dans le calcul les densités du protoxyde d'azote et de l'oxygène; mais on évitait les pesées sur lesquelles peut exister une incertitude due à l'état des parois du verre. Ils se sont assurés qu'à la température employée le fer ne forme pas d'azotures.

Le récipient à spirale de fer jaugé était rempli de protoxyde d'azote pur et maintenu dans la glace pendant la lecture du manomètre ; puis l'oxygène était absorbé, et on mesurait la pression de l'azote pur restant dans l'appareil.

Ils ont obtenu par cette méthode la valeur 14,015.

J. TRAUBE. — Osmose, diffusion, tension superficielle et solubilité. — P. 583.

Traube est arrivé, dans ses recherches sur les relations entre ces différents phénomènes, recherches plus spécialement poursuivies pour l'étude des phénomènes vitaux, à des conceptions quelque peu différentes des théories physiques actuelles.

Il remarque que la vitesse de l'osmose d'un composé soluble est d'autant plus grande que la présence de ce composé dans l'eau abaisse plus la constante de capillarité, $\gamma = \frac{rhd}{2}$. Il distingue ainsi les substances capillairement actives (alcools, éthers, etc...) des substances inactives à ce point de vue (albumine, gélatine, etc...).

Si deux liquides se trouvent en contact, la différence des tensions superficielles, qu'il appelle la « pression de surface », entre en jeu et détermine le sens et la vitesse du passage ; il en résulte que la façon dont la présence d'une substance modifiera la tension superficielle déterminera également le sens de l'osmose.

Cette théorie remplacerait celle de la pression osmotique, dont la valeur n'est qu'une limite pour un état d'équilibre acquis, mais la vitesse de passage serait dépendante seulement de la pression de surface ; elle est affranchie de l'influence des membranes semi-perméables.

C'est cette quantité qui déterminera la tension de dissolution ; pour les solides comme pour les liquides, il a constaté que la constante capillaire d'une solution aqueuse saturée d'une certaine substance est

à peu près la même que celle de la substance saturée d'eau. C'est elle également qui déterminera la valeur des coefficients de partage.

Il n'admet pas la théorie d'Overton, qui veut voir la cause de l'osmose des substances dans les cellules, la facilité avec laquelle elles se dissolvent dans les lipoïdes (cholestérine, lécithine...).

En général, les substances qui passent rapidement par osmose sont celles qui sont très solubles dans les lipoïdes, mais ce sont aussi celles qui abaissent notablement la constante de capillarité, et cette loi est plus générale que celle d'Overton, elle s'applique aux peptones et aux narcotiques.

Sir William Ramsay. — Un nouvel élément, le radiothorium, dont l'émanation est identique à celle du thorium. — P. 617.

L'auteur ayant pu se procurer 250 kilogrammes d'un minerai de l'île de Ceylan, qui donnait 9 centimètres cubes d'hélium par gramme, il a d'abord préparé par traitement au bisulfate de soude 1 mètre cube d'hélium destiné à des expériences ultérieures.

Le traitement du minerai, mené systématiquement par plusieurs méthodes, a permis d'obtenir un corps nouveau qu'il appelle le radiothorium. Cette substance se distingue du thorium par son oxalate insoluble dans un excès d'oxalate d'ammoniaque, et du radium par son sulfate soluble dans l'eau.

Ses propriétés radioactives sont les mêmes que celles du thorium, mais avec une activité un demi-million de fois plus grande. Ce serait donc la substance généralement alliée au thorium et lui donnant ses propriétés radioactives.

L. BRUNER et St. TOLLOCZKO. — Sur la vitesse de dissolution des corps solides. — P. 625.

MM. Bruner et Tolloczko ont vérifié la loi de Noyes et Whitney dans des conditions particulièrement simples. MM. Drucker et Nernst considérèrent dans le phénomène de la dissolution une couche de passage, telle que la concentration varie depuis le contact avec le corps qui se dissout jusqu'à une certaine distance où la concentration est la concentration de la masse. Ils ramènent ainsi la dissolution à un phénomène de diffusion régi par la loi de Fick, et confirment théoriquement la loi de Noyes et Whitney. Mais il faut pour

cela que la couche de passage conserve toujours la même épaisseur.

Les expériences ont été faites sur des blocs de sel marin placés au centre d'un tube cylindrique horizontal dans lequel on faisait passer un courant d'eau uniforme, réglé de façon que la convection soit considérable et constante. La loi de Noyes et Whitney est parfaitement exacte dans ces conditions.

Ces résultats semblent infirmer ceux de M. Schürr [1], qui admet une loi différente, dont la loi de Noyes et Whitney serait la loi limite quand $C_0 - c$ est faible. Mais ce qui différencie les expériences de M. Schürr, où la convection était assurée simplement par la pesanteur, c'est que la vitesse de convection varie avec la densité des solutions saturées et dissolvantes, de sorte que la couche de passage devient plus épaisse pour les concentrations plus fortes et, conformément aux idées de Nernst, la vitesse de dissolution est moindre.

W. LONGUININE. — Détermination des chaleurs latentes de vaporisation du carvacrol et de l'anéthol. — P. 640.

La température d'ébullition du carvacrol est 237°,97 sous la pression normale, avec une variation de 0°,0587 par millimètre de pression. La chaleur spécifique entre le point d'ébullition et la température ordinaire est 0,577, et la chaleur latente de vaporisation 68c,08.

Pour l'anéthol, les mêmes quantités sont respectivement 235°,02, 0°,0583 et 71c,51.

La formule de Trouton indique que ces deux substances ne sont pas polymérisées. La présence d'un oxhydrile ne correspond donc pas toujours à une polymérisation (carvacrol), mais son absence indique sans exception connue jusqu'à maintenant que la molécule n'est pas polymérisée.

Ph. KOHNSTAMM. — Revue des travaux récents sur l'équation d état. — P. 665.

L'auteur n'admet pas que les théories énergétiques puissent permettre de déduire une équation d'état des seuls principes de la thermodynamique. La recherche d'une telle équation basée sur la théorie cinétique, toute hérissée de difficultés qu'elle soit, lui semble seule conduire à des résultats utiles en eux-mêmes. Il propose de s'en tenir

---

(1) *Journal de Ch.-Phys.*, 4e série, t. III, p. 245 ; 1904 ; — *J. de Phys.*, 4e série, t. IV, p. 17 ; 1905.

à l'équation de Van der Waals, sauf à la modifier et à préciser la signification des constantes pour lui permettre de donner des résultats quantitatifs.

G. Roy.

MEMOIRS OF THE COLLEGE OF SCIENCE AND ENGINEERING; KYOTO IMPERIAL UNIVERSITY.

Yukichi OSAKA. — On the distribution of iodin between two solvents (Sur le partage de l'iode entre deux solvants).

L'auteur rappelle sommairement, en les critiquant, les travaux analogues de ses devanciers : Berthelot et Jungfleisch, Jakowkin, Hantzch et Vagt, Strömholm, etc...

Il étudie particulièrement le partage de l'iode entre l'alcool dilué et le sulfure de carbone qui, pratiquement, peuvent être considérés comme non miscibles. Dans une fiole d'environ 100 centimètres cubes étaient introduits successivement un poids connu d'iode, 20 centimètres cubes de sulfure de carbone et 75 centimètres cubes d'alcool aqueux de richesse déterminée.

La fiole, hermétiquement bouchée, était agitée mécaniquement dans un bain à température constante de 25°, jusqu'à ce que l'équilibre fût atteint.

Cinquante centimètres cubes de la solution alcoolique furent prélevés et l'iode dissous y fut titré à l'aide d'une solution normale d'hyposulfite. La concentration de l'iode dans le sulfure de carbone était connue alors par différence.

En désignant par c et c' les poids d'iode, en grammes, contenus dans 10 centimètres cubes d'alcool ou de sulfure de carbone et par $\frac{c}{c'}$ le coefficient de partage, on trouve :

Alcool	$30^{gr},5$	dans 100 cm^3	$\frac{c}{c'} \times 10 =$	valeur moyenne	1,29
—	$26^{gr},5$	—	—	—	0,76
—	22 ,9	—	—	—	0,49
—	19 ,1	—	—	—	0,34
—	15 ,3	—	—	—	0,28
—	11 ,4	—	—	—	0,23
—	7 ,6	—	—	—	0,20

Ces résultats permettent de construire aisément le graphique qui résume ces expériences et qui montre que la teneur en iode de l'alcool croît en même temps que la richesse de celui-ci.

A. Pont.

Kunito OGAWA. — On the electromagnetic screening effect of metallic conductors (Sur l'effet amortissant des conducteurs métalliques).

L'appareil se compose d'un circuit primaire engendrant les oscillations électromagnétiques à l'aide d'une jarre entretenue par une bobine d'induction. Le circuit secondaire, qui doit vibrer sous l'action du premier, contient une sorte de thermomètre de Riess destiné à évaluer les dégagements de chaleur dus aux courants oscillants induits. Des self-inductions réglables permettront d'obtenir la résonance maximum relative à chaque cas.

On mesure les dénivellations produites au manomètre du calorimètre à gaz avant et après l'interposition du conducteur entre le primaire et le secondaire. On produit ensuite des effets identiques à l'aide de courants continus circulant dans le secondaire. Soient i_1 et i_2 les intensités de ces courants continus correspondant à une même expérience. On prend comme mesure de l'effet amortissant la valeur du rapport $\frac{i_2}{i_1}$.

Voici quelques résultats correspondant à l'interposition d'une boucle métallique de résistance variable; n indique la fréquence des oscillations :

$n = 203 \times 10^3$	Résistance boucle	$= 0^{\omega},004$	$\frac{i_2}{i_1} = 0,799$
	id.	$= 0\ ,722$	id. $= 0,882$
$n = 922 \times 10^3$	id.	$= 0\ ,004$	id. $= 0,665$
	id.	$= 0\ ,722$	id. $= 0,850$
$n = 1577 \times 10^3$	id.	$= 0\ ,004$	id. $= 0,615$
	id.	$= 0\ ,722$	id. $= 0,785$

On pourra donc conclure que l'amortissement produit est fonction de la fréquence et de la conductibilité de l'amortisseur et croît avec ces deux variables.

A. Pont.

JUILLET 1906.

TABLE DES MATIÈRES

JUILLET 1906.

(Voir la suite à la page 3.)

Paris. — Imprimerie [illegible]

Le Gérant : [illegible]

Ce Recueil paraît chaque mois.

JOURNAL DE PHYSIQUE

THÉORIQUE ET APPLIQUÉE,

FONDÉ

PAR J.-CH. D'ALMEIDA

ET PUBLIÉ PAR

MM. E. BOUTY, G. LIPPMANN, E. MASCART,
L. POINCARÉ,

ET

MM. B. BRUNHES, M. LAMOTTE ET G. SAGNAC,
adjoints à la rédaction,

AVEC LA COLLABORATION

D'UN GRAND NOMBRE DE PROFESSEURS ET DE PHYSICIENS.

QUATRIÈME SÉRIE.
TOME V. — AOUT 1906.
(Clos le 15 Juillet.)

PARIS,
AU BUREAU DU JOURNAL DE PHYSIQUE,
97, BOULEVARD ARAGO, 97.

Tout ce qui concerne la rédaction doit être adressé à M. Lucien Poincaré, 130, rue de Rennes, à Paris, 6e.
Tout ce qui concerne l'administration, demandes d'abonnements, réclamations, etc., doit être adressé à M. Sandoz, boulevard Arago, 97, à Paris, 14e.

Par application de la loi du 7 avril 1879, tous les bureaux de poste de France, d'Algérie, de Belgique, de Danemark, de Hollande, d'Italie, de Norvège, de Portugal, de Suède et de Suisse sont autorisés à recevoir les abonnements.

Le Journal de Physique théorique et appliquée paraît chaque mois et forme par an un volume grand in-8° de 50 à 60 feuilles, avec figures dans le texte. Les volumes de la première série, 1872-1881, se vendent séparément 20 francs (sauf l'année 1873 épuisée). Les vingt derniers volumes, 1882-1901, se vendent séparément . . . . . . 15 fr.

Les abonnements sont annuels et partent de janvier.

Prix pour un an (12 numéros) :

France	17 fr.
Étranger	[illegible] fr.

On s'abonne dans tous les bureaux de poste, au nom de M. Sandoz, boulevard Arago, 97, Paris (14e).

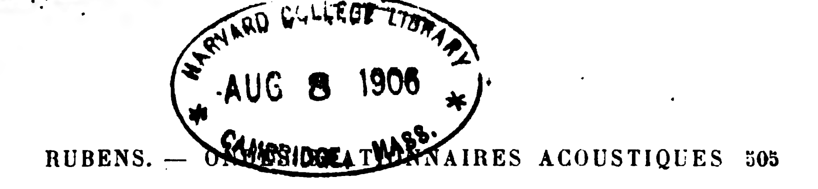
Tout ce qui concerne la rédaction doit être adressé à M. Lucien Poincaré, 130, rue de Rennes, Paris (6e).

Tout ce qui concerne l'administration doit être adressé à M. Sandoz, boulevard Arago, 97, Paris (14e).

La table générale des trois séries (1872-1901) est mise en vente au prix de 10 francs.

AVIS

Désireuse de publier le plus promptement possible des Analyses des travaux étrangers, la Rédaction prie MM. les Auteurs de vouloir bien lui envoyer directement deux exemplaires de leurs nouveaux Mémoires.



EXPÉRIENCES POUR DÉMONTRER DES ONDES STATIONNAIRES ACOUSTIQUES ;

Par M. H. RUBENS (1).

Il est bien connu que des flammes de gaz, brûlant avec une pression très faible, sont très sensibles à des variations de pression ou intérieures ou extérieures. Ainsi M. Behn (2) a démontré que ces flammes sont très propres à mesurer dans l'atmosphère les petites différences de pression qui correspondent à des différences de hauteur de quelques centimètres. J'ai essayé d'employer ces flammes pour étudier les vibrations acoustiques stationnaires. Si l'on veut en tirer un bon parti, on est forcé de renoncer à l'usage des capsules à membranes de König. On est alors obligé de produire les vibrations acoustiques dans le gaz d'éclairage même, procédé n'offrant aucune difficulté dans ce cas. Pour mes expériences, je fis usage d'un tube de laiton d'une longueur de 4 mètres et d'une largeur de 8 centimètres, fermé à un bout A par une plaque de laiton de 2 millimètres d'épaisseur, à l'autre A_1 par une

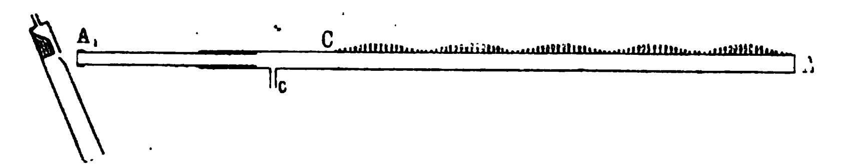


FIG. 1.

membrane de caoutchouc (*fig.* 1); deux tubes latéraux *c* servaient à l'introduction du gaz. Sur la génératrice supérieure du tube se trouvait une rangée d'à peu près cent trous d'une largeur de 2 millimètres, percés à des distances égales dans la paroi du tube. Environ deux minutes après avoir fait entrer le gaz d'éclairage par l'ajutage latéral, on peut allumer les petites flammes sans danger d'explosion. En fermant lentement le robinet, on règle la pression du gaz de manière à obtenir des petites flammes d'une hauteur d'environ 1 centimètre, brûlant encore avec des pointes jaunes nettement perceptibles.

(1) Conférence faite à la Société française de Physique, le 20 avril 1906.
(2) U. Behn, *Zeitschrift für den Physik. Unterricht*, XVI, p. 129 ; 1903.

Si l'on fait résonner maintenant près de la membrane une source sonore quelconque, par exemple un diapason muni d'une boîte de résonance, il se forme dans le tube des ondes stationnaires, qui se manifestent avec une exactitude surprenante par la clarté et la grandeur différentes des petites flammes. Toute la rangée des flammes est divisée en espaces égaux, correspondant chacun à une demi-onde. Au milieu d'un tel espace, les flammes sont de quelques centimètres plus hautes et donnent une clarté brillante; aux bouts, elles sont très petites et obscures. — Si le son originaire retentit fortement, un maximum de clarté se produit, comme on pourrait s'y attendre, au bout du tube, à l'endroit où la pression éprouve les variations les plus fortes, et les autres maximums de clarté suivent à des intervalles d'une demi-onde. Les flammes possèdent un caractère ondulatoire, ce qui se voit parfaitement à l'aide du miroir tournant. Si la source sonne plus faiblement, l'aspect observé est exactement inverse. Alors le bout du tube montre un minimum de clarté, et tous les maxima passent des régions à plus grandes variations de pression aux régions à plus grande amplitude de mouvement. Examinées dans le miroir tournant, les flammes apparaissent alors tout à fait continues. C'est pendant l'amortissement du son d'un diapason ou d'une cloche fortement excités que l'on peut observer le plus parfaitement ce passage du premier aspect au second. Les diapasons ou les cloches modérément excités, ainsi que les tuyaux d'orgue quand on souffle doucement, ne produisent que le second état, et cet état peut durer un temps quelconque, de sorte qu'on ne peut pas le considérer comme une réaction du premier; il est plutôt probable que le second état existe toujours, et qu'il n'est masqué par le premier que si le son de la source est très fort. Le premier état est caractérisé par des flammes vibrantes et fortement lumineuses dans les endroits de la plus grande variation de densité; ces apparences répondent complètement aux idées qu'on s'en fait à l'aide de la théorie élémentaire des ondes. L'origine du second état est plus difficile à expliquer parfaitement. D'abord je croyais que le second état dépendait principalement de l'existence de la rangée de trous de la génératrice supérieure. Pour examiner la justesse de cette opinion, j'ai bouché d'abord les deux tiers des trous, de sorte que les troisièmes flammes brûlaient seules. Pourtant les apparences restaient exactement les mêmes qu'auparavant. Elles ne changeaient même pas quand je fermais encore la moitié du reste des trous, ni quand il ne

brûlait à la fin que quelques flammes isolées. Il n'est donc pas probable que la rangée des trous ait beaucoup d'influence sur les phénomènes du second état.

Mais son explication n'offrirait aucune difficulté si l'on avait le droit de faire cette hypothèse, tout à fait générale pour les ondes acoustiques stationnaires, que la pression aux endroits où le mouvement est le plus intense est toujours supérieure à la valeur moyenne de la pression aux endroits où elle éprouve sa plus grande variation. Cette hypothèse ne serait pas contradictoire avec les faits observés jusqu'à présent, car les augmentations permanentes de pression observées aux endroits du plus fort mouvement ne sont que de l'ordre d'un dixième de millimètre d'eau, et par conséquent elles échappent à toute observation par les méthodes manométriques ordinaires. D'un autre côté, l'hypothèse faite est incompatible avec la supposition d'un potentiel de vitesse, ou, ce qui signifie la même chose, elle exige l'apparition de tourbillons.

Dans un travail théorique fort intéressant, M. Krigar-Menzel a démontré que les phénomènes du second état sont dus au frottement intérieur du gaz. Pour la théorie, je renvoie à ce mémoire [1].

Je me permettrai de vous montrer quelques expériences avec ce tube. Si l'on se met à une distance de 1 à 2 mètres devant le milieu du tube, et si l'on fait avec la main ou avec un éventail un mouvement rapide dans l'air vers le tube, on observe le phénomène suivant. Toute la rangée de flammes subit instantanément un changement de clarté, sans aucun mouvement latéral. Ce n'est qu'après une ou deux secondes que les flammes commencent à vaciller vivement. Il est évident que le premier phénomène a son origine dans l'onde de pression, qui se propage avec la vitesse du son, tandis que le vacillement observé ensuite est produit par le courant d'air, qui se meut plus lentement.

Une belle expérience de démonstration peut être faite avec un tuyau d'orgue dont la période peut être variée dans de larges limites avec l'aide d'un piston mobile. Quand on abaisse graduellement le ton, les maximums de clarté se meuvent de l'extrémité close du tube vers l'extrémité munie de la membrane, et les longueurs d'onde croissent en même temps.

Une autre expérience instructive nous montre, avec un tuyau à

(1) O. Krigar-Menzel, *Verhandl. d. Deutschen Phys. Ges.*, VI, p. 357 ; 1904 ; — et *J. de Phys.*, 4e série, t. IV, p. 315.

embouchure de flûte dans lequel on souffle fortement, le passage subit du son fondamental à son harmonique. Presque tous les tuyaux d'orgue se prêtent à l'expérience; mais on obtient des résultats particulièrement précis avec un sifflet dont le tube est très long comparé à sa section.

Enfin je voudrais ajouter qu'à l'aide de ce tube à flammes j'ai étudié, avec mon ami Krigar-Menzel, le timbre des voyelles, et que nos résultats étaient en bonne concordance avec ceux de Helmholtz (1).

BASES D'UNE THÉORIE MÉCANIQUE DE L'ÉLECTRICITÉ (2);

Par M. A. SÉLIGMANN-LUI.

I. — ÉLECTROSTATIQUE.

1° *Rappel de quelques principes de mécanique.* — Nous supposerons les corps constitués par des points matériels sans dimensions, doués de masses, entre lesquels s'exercent des forces dirigées suivant les lignes qui joignent les points deux à deux et ne dépendant que de la distance des points entre eux. Soit r la distance entre deux points; la force exercée entre eux est $\varphi'(r)$; elle a un potentiel $\varphi(r)$.

L'énergie potentielle d'un système est:

$$P = \Sigma[2\varphi(r)].$$

L'énergie cinétique, Σmv^2, est, d'après le théorème de Clausius et Yvon Villarceau :

$$V = \Sigma[r\varphi'(r)].$$

L'énergie totale est

$$U = \Sigma[2\varphi(r) + r\varphi'(r)].$$

Le principe de la conservation de l'énergie est la traduction du

(1) H. Rubens et O. Krigar-Menzel, *Ann. d. Phys.*, XVII, p. 149; 1905; — et *J. de Phys.*, 4e série, t. IV, p. 787; 1905.

(2) Les démonstrations et développements qui n'ont pu trouver place au présent article sont publiés dans les *Annales des Mines*, livraisons de mai et juin 1906, et ensuite en tirage à part chez Dunod et Pinat, éditeurs, 49, quai des Grands-Augustins, Paris.

théorème des forces vives, qui s'écrit :

$$dU = 0.$$

Nous nous appuierons sur un postulat précédemment posé pour interpréter le second principe de la thermodynamique (*Annales des Mines*, livraison d'août 1902, *Note sur une interprétation mécanique des principes de la thermodynamique*).

Postulat. — Soit un système en mouvement permanent. Si l'état d'équilibre vient à cesser, par suite d'une modification infiniment petite, le système tendra à prendre un état d'équilibre nouveau. Ce déplacement se fera dans le sens des forces agissantes, qui produiront un travail positif, de sorte que l'énergie cinétique du système ira toujours en croissant.

Cette proposition étant admise, on en tire les conditions d'équilibre stable d'un système en mouvement permanent : pour toute variation virtuelle du système, on doit avoir la relation :

$$\frac{dU}{dV} = C^{te}.$$

Le rapport $\frac{dU}{dV}$, constant dans toute l'étendue du système en équilibre stable, représente la température absolue T, à un coefficient constant près. On peut écrire

$$\frac{dU}{dV} = MT.$$

M est un coefficient positif, indépendant de la nature du corps. Au coefficient M près, V représente l'entropie.

Si l'état d'un système en mouvement permanent est défini par n paramètres $p_1, p_2, \dots, p_n$, il y aura n conditions d'équilibre :

$$\frac{\frac{\partial U}{\partial p_1}}{\frac{\partial V}{\partial p_1}} = \frac{\frac{\partial U}{\partial p_2}}{\frac{\partial V}{\partial p_2}} = \cdots = \frac{\frac{\partial U}{\partial p_n}}{\frac{\partial V}{\partial p_n}} = MT.$$

Si on se donne la température, ces n équations suffisent à déterminer la valeur des n paramètres, et par suite l'état du système. Une loi physique quelconque, établie pour des corps à l'état de repos, est donc théoriquement réductible à ces équations de condition.

Parmi les forces qui maintiennent un système de corps en équi-

libre, considérons séparément les résistances opposées aux déplacements sensibles des corps. Soient X, Y, Z, les composantes d'une résistance appliquée au point x, y, z; à un déplacement dx, dy, dz, correspond un travail $Xdx + Ydy + Zdz$, et une variation d'énergie potentielle $-2(Xdx + Ydy + Zdz)$.

En appelant dP_i les termes correspondant à toutes les autres forces, dans une variation dP de l'énergie potentielle, on aura :

$$dP = -\Sigma 2(Xdx + Ydy + Zdz) + dP_i.$$

En introduisant cette expression dans la condition d'équilibre, il vient :

$$dV + dP_i - \Sigma 2(Xdx + Ydy + Zdz) - MTdV = 0.$$

Dans le cas particulier où une variation virtuelle a lieu sans variation de l'énergie cinétique V, il reste :

$$\Sigma 2(Xdx + Ydy + Zdz) - dP_i = 0.$$

Si l'on peut prendre comme paramètres indépendants les coordonnées x, y, z, on aura :

$$\Sigma\left[\left(X - \frac{1}{2}\frac{\partial P_i}{\partial x}\right)dx + \left(Y - \frac{1}{2}\frac{\partial P_i}{\partial y}\right)dy + \left(Z - \frac{1}{2}\frac{\partial P_i}{\partial z}\right)dz\right] = 0.$$

Les déplacements dx, dy, dz étant arbitraires, on en tire :

$$X - \frac{1}{2}\frac{\partial P_i}{\partial x} = 0,$$
$$Y - \frac{1}{2}\frac{\partial P_i}{\partial y} = 0,$$
$$Z - \frac{1}{2}\frac{\partial P_i}{\partial z} = 0 \text{ (1)}.$$

(1) Pour nous conformer aux notations habituelles en électricité et représenter l'énergie électrique par les formules usitées, nous devrons prendre pour définition de l'énergie l'intégrale du travail $\int X dx$, et non le double de cette intégrale. Les formules précédentes deviendront :

$$X - \frac{\partial P}{\partial x} = 0,$$
$$Y - \frac{\partial P}{\partial y} = 0,$$
$$Z - \frac{\partial P}{\partial z} = 0.$$

Nous les appliquerons plus loin, sans nouvelle explication.

Dans le cas particulier où dP_i est nul à l'intérieur d'un système, il reste la condition d'équilibre $\Sigma\,(Xdx + Ydy + Zdz) = 0$, appliquée à tout mouvement virtuel : c'est le principe du travail virtuel.

2° *Energie électrique. — Potentiel.* — Nous considérerons une charge électrique comme une quantité susceptible d'un signe, pouvant s'ajouter à d'autres charges; nous ne ferons provisoirement aucune hypothèse sur la nature de la quantité mesurée.

Un conducteur électrisé est une source d'énergie. On peut, dans une dynamo, transformer de l'énergie mécanique en énergie électrique, puis, dans une autre dynamo, transformer l'énergie électrique en énergie mécanique. Le rendement de cette double opération est théoriquement parfait, si on réduit les résistances électriques et les frottements. Le rendement de la dernière opération est donc lui-même égal à 1. L'énergie d'un système électrisé au repos peut donc se transformer intégralement en énergie potentielle. Or nous avons admis comme postulat qu'on ne peut pas faire de l'énergie potentielle avec de l'énergie cinétique. L'énergie électrique est donc intégralement de l'énergie potentielle.

Les équations d'équilibre, données par la variation virtuelle des charges électriques, se réduisent à :

$$dP = 0$$

ou

$$\Sigma \left[\frac{\partial P}{\partial E}\, dE\right] = 0,$$

E représentant la charge électrique en chaque point.

On admet comme fait expérimental que l'électricité se déplace librement dans un conducteur et que la quantité totale d'électricité, dans un conducteur entièrement isolé, est invariable, quels que soient les changements de forme du conducteur et de distribution de l'électricité. Il en résulte qu'une variation virtuelle des charges d'un conducteur ne peut être entièrement arbitraire; elle doit satisfaire à la condition $\Sigma dE = 0$. Les deux équations :

$$\Sigma \frac{\partial P}{\partial E}\, dE = 0, \qquad \Sigma dE = 0,$$

exigent, comme condition d'équilibre électrique :

$$\frac{\partial P}{\partial E} = C^{te}.$$

Cette constante est identique à celle qu'on définit sous le nom de potentiel, en prenant pour point de départ la loi de Coulomb. En effet, si l'on appelle H ce potentiel, HdE représente, comme $\frac{\partial P}{\partial E}\,dE$, la variation d'énergie d'un conducteur.

3° *Expression de l'énergie électrique.*— L'énergie d'un système passe par un minimum quand tous les conducteurs sont à l'état neutre. Le potentiel $\frac{\partial P}{\partial E}$ sera donc nul à l'état neutre, et au voisinage de cet état l'énergie électrique sera exprimée par $\frac{1}{2}\frac{\partial^2 P}{\partial E^2}\,E^2$.

$\frac{\partial^2 P}{\partial E^2}$ est ici la valeur, pour $E = o$, d'une dérivée partielle, prise en faisant varier dans la même proportion toutes les charges d'un système.

L'expérience montre d'ailleurs que l'énergie électrique d'un système est proportionnelle au carré des charges, la distribution restant invariable.

Nous en concluons que les charges électriques usuelles constituent un état très voisin de l'état neutre, et que, dans les limites d'approximation données par l'expérience, l'énergie électrique est suffisamment représentée par $\frac{1}{2}\frac{\partial^2 P}{\partial E^2}\,E^2$, sans qu'il soit utile d'écrire les termes en $\frac{\partial^3 P}{\partial E^3}\,E^3$ et les termes supérieurs.

Si l'on admet que les forces exercées entre points matériels sont très rapidement décroissantes avec la distance, on se trouve conduit à écarter l'hypothèse de forces exercées à grande distance, comme les supposerait la loi de Coulomb; ces forces à grande distance ne seraient que des forces fictives, paramètres auxiliaires qui servent à représenter les phénomènes. Dans cette hypothèse, l'énergie électrique totale $\frac{\partial^2 P}{\partial E^2}\,E^2$ ne peut être qu'une somme d'énergies élémentaires, dues au travail des forces exercées à petite distance sur tous les points du système. Supposons qu'en un point donné l'état spécial, correspondant à l'électrisation des conducteurs, soit caractérisé par un paramètre σ qui s'annule pour l'état neutre des conducteurs.

L'accroissement d'énergie en chaque point, au voisinage du mini-

mum, pourra être représenté par $A\sigma^2$. L'énergie électrique du système sera représentée par $\Sigma(A\sigma^2)$.

4° *Hypothèse sur l'induction.* — Une boule, rapprochée d'un conducteur chargé positivement, prend une charge négative sur la face voisine du conducteur, et une charge positive sur la face opposée; entre les deux faces, il y a une zone neutre. Il n'y a aucun motif d'admettre l'induction à grande distance, si on écarte l'hypothèse des forces à grande distance; on est donc conduit à supposer une induction successive, de proche en proche, dans le diélectrique. Une hypothèse assez simple, celle de Mossotti, consiste à considérer le diélectrique comme constitué par de petits conducteurs séparés par de faibles intervalles isolants. Chaque particule du diélectrique serait électrisée positivement sur une face, négativement sur l'autre, et le total des deux charges serait nul. Deux particules voisines auraient, sur leurs deux faces opposées, des charges égales et de signe contraire; nous admettrons qu'il n'en peut être autrement, pas plus dans les conducteurs que dans les diélectriques. Dans cette hypothèse, le paramètre σ, que nous avons supposé définir l'état électrique en un point, prendra la signification d'une densité électrique moyenne rapportée au plan de la zone neutre. Pour un élément de volume $d\tau$, l'énergie électrique sera $K\sigma^2 d\tau$, et l'énergie totale du système sera $\int K\sigma^2 d\tau$, l'intégrale étant étendue à tout l'espace, diélectrique et conducteurs.

Mais, dans les conducteurs, on admet que l'électricité peut passer librement d'une particule à la voisine. Si donc deux particules voisines ont, sur leurs faces opposées, des charges q et $-q$, une variation virtuelle peut faire passer toute l'électricité q sur la face opposée, et les deux faces n'auront plus aucune charge. Dans l'expression de l'énergie potentielle du système, les charges q et $-q$ donnaient deux termes $2K\sigma^2\omega$ $\left(\text{en appelant } \omega \text{ la surface de la particule et } \sigma \text{ la densité } \frac{q}{\omega}\right)$. Après la variation virtuelle, ces deux termes ont disparu; l'énergie potentielle a donc diminué; la variation virtuelle, laissant de l'énergie disponible pour une transformation en chaleur, a produit un état plus stable que l'état antérieur. Il ne peut donc subsister, à l'état stable, aucune charge électrique à l'intérieur d'un corps conducteur. Il suffira d'étendre l'intégrale $\int K\sigma^2 d\tau$ aux diélectriques

et à la surface de séparation des conducteurs et des diélectriques. La couche superficielle de conducteur intéressée étant très mince par rapport à l'épaisseur du diélectrique, le coefficient K est une constante du diélectrique seul.

5° *Distribution de l'électricité.* — Soit un système électrisé ; appelons surfaces de niveau des surfaces parallèles, en chaque point, à la zone neutre de la particule située en ce point ; figurons sur ces surfaces de niveau la densité électrique σ en chaque point. Nous avons défini cette densité par la charge moyenne dans le plan de la zone neutre ; elle est donc nulle dans tout plan perpendiculaire aux surfaces de niveau. D'après les hypothèses précédentes sur l'induction successive à travers le diélectrique, il sera toujours possible de découper le diélectrique en tubes, de section variable, traversant les surfaces de niveau, et enfermant une même charge électrique sur toutes les surfaces traversées, tandis qu'il n'existe aucune charge sur la surface de ces tubes. Nous les appellerons tubes d'induction, et la ligne d'induction sera en chaque point la direction d'un tube d'induction infiniment petit. Puisqu'il n'y a aucune charge sur ces tubes d'induction, les lignes d'induction sont normales aux surfaces de niveau.

Un cylindre élémentaire compris entre un tube d'induction et deux surfaces de niveau aura pour volume ωdl, en appelant ω la surface découpée par le tube d'induction sur la surface de niveau, dl la longueur de la ligne d'induction entre les deux surfaces. L'énergie électrique, pour cet élément de volume, est $K\sigma^2\omega dl$.

$\sigma\omega$, charge électrique enfermée dans le tube d'induction, est constant tout le long de ce tube ; soit q sa valeur. L'énergie de l'élément de volume peut s'écrire :

$$K \frac{q^2}{\omega} dl.$$

Considérons (*fig.* 1) deux tubes d'induction A et B, tracés entre deux conducteurs 1 et 2, et supposons une variation virtuelle qui fasse passer un supplément de charge ε du point A_1 au point B_1, et en même temps $-\ \varepsilon$ du point A_2 au point B_2. La variation de charge ε s'étendra à toute la longueur des deux tubes d'induction. Dans chaque élément de volume, l'énergie variera de :

$$2q\varepsilon \frac{K dl}{\omega} = 2K\varepsilon\sigma dl.$$

Pour le tube d'induction A tout entier, la variation d'énergie sera :

$$2K\varepsilon \int_A \sigma dl$$

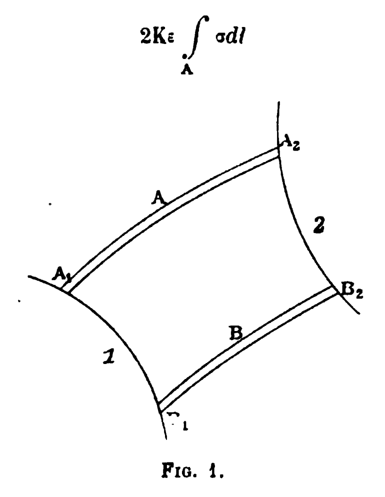


Fig. 1.

intégrale étendue à toute la longueur du tube A entre les deux conducteurs. En même temps la variation dans le tube B sera :

$$-2K\varepsilon \int_B \sigma dl.$$

Pour que l'état électrique considéré soit stable, il faut que cette variation virtuelle de l'énergie potentielle soit nulle, c'est-à-dire que les deux intégrales $\int_A$ et $\int_B$ soient égales. On aura donc tout le long d'une ligne d'induction quelconque

$$\int \sigma dl = C^{te}.$$

Cette intégrale ayant une valeur bien déterminée, nous pouvons écrire qu'elle est égale à la différence de potentiel entre les deux conducteurs, multipliée par un coefficient convenablement choisi :

$$\int_1^2 \sigma dl = \mu (H_2 - H_1).$$

Dès lors il existe une fonction H des coordonnées x, y, z, définie par les conditions suivantes :

1° La dérivée $\frac{dH}{dS}$ prise le long d'une surface de niveau est nulle ;

2° $\frac{dH}{dl}$ est, en chaque point, égal à $\frac{\sigma}{\mu}$;

3° H prend les valeurs H_1 et H_2 à la surface des conducteurs 1 et 2. Cette dernière condition est compatible avec la précédente, puisque

$$\int_1^2 \frac{dH}{dl}\, dl = H_2 - H_1 = \int_1^2 \frac{\sigma}{\mu}\, dl.$$

Appelons $\frac{dH}{dn}$ la dérivée de H prise par rapport à la normale à une surface fermée quelconque, étant convenu que dn est positif quand la normale est dirigée vers l'intérieur de la surface fermée. Si cette surface est un petit cylindre compris entre deux surfaces de niveau et un tube d'induction, $\frac{dH}{dn}$ est nul sur le tube d'induction ; sur les surfaces de niveau, il prend les valeurs $\frac{dH}{dl}$ pour une des bases, et $-\frac{dH}{dl}$ pour l'autre. $\frac{dH}{dl}\, d\omega$ ayant la même valeur pour les deux bases, $\frac{dH}{dn}\, d\omega$ aura deux valeurs égales et de signe contraire. Pour le cylindre entier, $\int \frac{dH}{dn}\, d\omega$ sera nul. Cette intégrale sera donc nulle pour une surface fermée quelconque, tracée dans le diélectrique, qu'on peut toujours remplacer, pour l'intégration, par une somme d'éléments cylindriques. La relation $\int \frac{dH}{dn}\, d\omega = o$ peut se mettre sous la forme

$$\frac{d^2H}{dx^2} + \frac{d^2H}{dy^2} + \frac{d^2H}{dz^2} = o.$$

C'est l'équation de Laplace, et l'on sait qu'elle ne peut être satisfaite que d'une seule manière : elle exige que l'électricité soit distribuée sur les conducteurs suivant la loi de Coulomb.

6° *Force électrique.* — Un corps électrisé est soumis à des attractions et des répulsions, c'est-à-dire qu'il ne peut se maintenir en équilibre que moyennant des résistances extérieures, égales et contraires à ces attractions ou répulsions.

Pour calculer en chaque point ces résistances extérieures maintenant le système en équilibre, il suffit d'appliquer la formule générale relative au mouvement virtuel dans un système où l'énergie cinétique reste invariable :

$$X - \frac{dP_i}{dx} = 0, \qquad Y - \frac{\partial P_i}{dy} = 0, \qquad Z - \frac{dP_i}{dz} = 0.$$

Il ne peut s'exercer aucune force à l'intérieur d'un conducteur, puisque le déplacement relatif de deux particules conductrices ne change pas la distribution de l'électricité, et par suite ne modifie pas l'énergie P.

De même aucune force ne s'exerce à l'intérieur du diélectrique, s'il est homogène ; si nous ne considérons que ce cas, toutes les forces s'exerceront à la surface de séparation des conducteurs et du diélectrique.

Calculons la variation de l'énergie quand un point de la surface d'un conducteur de coordonnées x, y, z, prend un déplacement δx, δy, δz. Ce déplacement produira, outre la déformation du conducteur, une modification des charges distribuées sur la particule mobile et sur tout le reste des conducteurs. Nous pouvons envisager successivement la modification des charges, puis le déplacement du point matériel entraînant sa charge; la variation totale de l'énergie sera la somme des deux variations partielles résultant de chaque opération. Mais la modification des charges, sans déformation du corps, ne donne qu'une variation nulle de l'énergie, puisque l'état initial était un minimum. Il suffira donc de calculer la variation de l'énergie comme si tous les points du conducteur, fixes ou mobiles, conservaient une charge invariable.

La différentielle de l'énergie sera donc :

$$\frac{\partial P_i}{\partial x} dx + \frac{\partial P_i}{\partial y} dy + \frac{\partial P_i}{\partial z} dz,$$

les dérivées partielles étant prises en ne faisant varier que la coordonnée x, y ou z, et maintenant invariables les charges en chaque point du système fixe ou mobile.

Ces différentielles partielles $\frac{\partial P}{\partial x}$, $\frac{\partial P}{\partial y}$, $\frac{\partial P}{\partial z}$, représentent donc les forces X, Y, Z. Il est facile d'en tirer l'expression de la force normale à un conducteur; moyennant un choix convenable de l'unité

d'électricité, elle est égale à $\frac{1}{4\pi}\left(\frac{dH}{dn}\right)^2 = 4\pi\sigma^2$, et l'énergie totale du système devient, avec le même choix d'unité, $2\pi\Sigma\sigma^2 d\tau = \frac{1}{8\pi}\Sigma\left(\frac{dH}{dn}\right)^2 d\tau$.

II. — NATURE DE L'ÉLECTRICITÉ.

7° *Recherche de la fonction électricité.* — Récapitulons les propriétés fondamentales de l'électricité, qui ont été constatées par l'expérience ou que nous avons admises par hypothèse.

Une charge d'électricité est une quantité susceptible d'un signe.

Dans un système soustrait à toute action extérieure, la somme algébrique des charges est invariable.

Il y a des corps conducteurs, où l'électricité se déplace librement, et des diélectriques, qui s'opposent au transport de l'électricité.

Si une particule est électrisée sur une face, la face contiguë de la particule voisine porte une charge électrique égale et contraire.

L'énergie électrique est uniquement potentielle, c'est une somme d'énergies potentielles relatives aux particules du système électrisé.

L'énergie électrique d'un système est une quantité voisine de son minimum, qui est atteint quand la charge est nulle ; il en est de même des charges élémentaires des particules.

Ces propriétés permettent-elles de déterminer la nature de l'électricité ?

Tout d'abord il nous faut restreindre nos recherches à une explication purement mécanique, que nous nous sommes imposée d'avance jusqu'à impossibilité bien constatée. Dans cet ordre d'idées, nous ne connaissons que des points matériels, leurs masses, leurs vitesses, les forces qui leur sont appliquées. Cela nous laisse le choix entre deux hypothèses :

1° L'électricité est un fluide, formé de points matériels doués de masse ;

2° L'électricité est une fonction des divers paramètres relatifs à la matière.

Nous ne parlons pas ici d'éther ; car, s'il existe un milieu spécial, siège des phénomènes électriques et lumineux, nous n'y voyons que des points matériels ; nous pouvons être conduits, pour représenter les faits expérimentaux, à distinguer, dans la matière, des points matériels différant les uns des autres par leur masse et leur action

sur les points voisins ; mais ils ne constitueront jamais qu'une matière plus ou moins complexe.

L'hypothèse du fluide semble contredite par l'expérience, et nous sommes conduit à considérer l'électricité comme une fonction des paramètres qui définissent l'état de la matière. Cette matière n'étant supposée constituée que par des points matériels en mouvement, tout est connu quand on se donne les masses des points matériels, les forces exercées entre points matériels, les coordonnées de chaque point, et les dérivées successives, prises par rapport au temps, de ces forces et de ces coordonnées.

Tous ces paramètres ne se trouveront pas réunis dans un seul terme, car nous avons écarté l'hypothèse des actions à grande distance, et nous admettons que l'électricité est un phénomène élémentaire, localisé dans les particules des corps. La fonction électricité devra se composer de la somme d'un grand nombre de termes, dont chacun ne renferme que les paramètres relatifs à une particule, c'est-à-dire les coordonnées d'un nombre restreint de points matériels, avec les forces exercées entre ces points et les points voisins.

Pour chercher la forme de cette fonction, nous nous appuierons sur le principe de la conservation de l'électricité. L'électricité passe d'un conducteur à un autre conducteur en contact ; ce que gagne l'un, l'autre le perd. En appelant E_a et E_b la valeur de la fonction électricité pour deux corps a et b, la somme $E_a + E_b$ est constante, si on suppose le système des deux corps entièrement soustrait à l'action de tout autre. A l'état d'équilibre stable, la somme $E_a + E_b$ ne dépend peut-être pas des paramètres de contact des deux corps ; mais les variations de E_a et de E_b, pendant l'échange d'électricité, en dépendent sûrement. Nous allons chercher une fonction où entrent les paramètres de contact, sans prévoir à l'avance si nous tomberons sur $E_a + E_b$ ou sur sa dérivée par rapport au temps. Pour la commodité du langage, nous continuerons à l'appeler $E_a + E_b$.

E_a peut renfermer deux sortes de termes :

1° Les termes formés exclusivement avec les paramètres de contact, forces réciproques exercées entre les deux corps (ou leurs composantes suivant les axes de coordonnées), distances des points matériels des deux corps (ou projections de ces distances) ;

2° Les termes qui renferment les paramètres particuliers au corps a, qu'ils soient seuls, ou associés aux paramètres de contact ; soit f_a la somme de ces derniers termes.

La somme $E_a + E_b$ étant constante, la somme $f_a + f_b$ est fonction des termes $E_a + E_b - (f_a + f_b)$, c'est-à-dire des paramètres de contact ; en dernière analyse, elle est fonction des différences de coordonnées $(x_a - x_b)$, $(y_a - y_b)$, ou de leurs dérivées.

En désignant par $a_1, a_2, \ldots, a_p, \ldots, a_q$, les points du corps a pouvant exercer une action sur les points $b_1, b_2, \ldots, b_k, \ldots, b_l$ du corps b, on aura :

$$f_a\left[x_{a_1}, \frac{dx_{a_1}}{dt}, \ldots, x_{a_p}, \frac{dx_{a_p}}{dt}, \ldots, (x_{a_1} - x_{b_1}), \frac{d(x_{a_1}-x_{b_1})}{dt}, \ldots, (x_{a_p} - x_{b_k}), \frac{d(x_{a_p}-x_{b_k})}{dt}, \ldots\right]$$
$$+ f_b\left[x_{b_1}, \frac{dx_{b_1}}{dt}, \ldots x_{b_k}, \frac{dx_{b_k}}{dt}, \ldots, (x_{a_p} - x_{b_k}), \frac{d(x_{a_p} - x_{b_k})}{dt}\right]$$
$$= \psi\left[(x_{a_1} - x_{b_1}), \frac{d(x_{a_1} - x_{b_1})}{dt}, \ldots, (x_{a_p} - x_{b_k}), \frac{d(x_{a_p} - x_{b_k})}{dt}\right].$$

D'où nous tirons

$$\frac{d}{dx_{a_p}}(f_a + f_b) = \frac{\partial\psi}{\partial(x_{a_p} - x_{b_1})} + \cdots + \frac{\partial\psi}{\partial(x_{a_p} - x_{b_k})} + \cdots + \frac{\partial\psi}{\partial(x_{a_p} - x_{b_l})}$$
$$\frac{d}{dx_{b_k}}(f_a + f_b) = -\frac{\partial\psi}{\partial(x_{a_1} - x_{b_k})} - \cdots - \frac{\partial\psi}{\partial(x_{a_p} - x_{b_k})} - \cdots - \frac{\partial\psi}{\partial(x_{a_q} - x_{b_k})}$$
$$\Sigma\left[\left(\frac{d}{dx_{a_p}} + \frac{d}{dx_{b_k}}\right)(f_a + f_b)\right] = 0.$$

Il y aura dans f_a des termes renfermant à la fois les coordonnées et les forces, par conséquent où les coordonnées x_{a_p} d'un point de contact seront associées aux composantes (X, Y, Z) des forces de contact des deux corps.

Soit $\underset{a_p b_k}{X}$ une composante de force exercée entre les points a_p du corps a et b_k du corps b. Considérons spécialement les termes de f_a, qui renferment à la fois une coordonnée x_{a_p} (ou y_{a_p}, z_{a_p}), et une composante de forces $\underset{a_p b_k}{X}$. Entre x_{a_p} et $\underset{a_p b_k}{X}$, il ne peut exister de relation qu'en raison de l'action exercée sur le point a_p par la force résultante appliquée à ce point. Cette résultante a pour projection : $\underset{a_p b_1}{X} + \underset{a_p b_2}{X} + \ldots + \underset{a_p b_k}{X} + \ldots + \underset{a_p b_l}{X}$, si les points $b_1, b_2, \ldots, b_k, \ldots, b_l$ du corps b agissent sur le point a_p (*fig.* 2). Les composantes $\underset{a_p b_1}{X}, \ldots,$ $\underset{a_p b_k}{X}, \ldots, \underset{a_p b_l}{X}$ figureront donc, par leur somme, dans la fonction f_a, avec

la coordonnée x_{a_p}, si une seule composante $\underset{a_p b_k}{X}$ se trouve réunie à x_{a_p} dans un même terme.

Soit $\lambda_a (x_{a_p}, \underset{a_p b_1}{X}, \ldots, \underset{a_p b_k}{X}, \ldots, \underset{a_p b_l}{X})$, l'ensemble des termes où la coordonnée x_{a_p} se trouve associée aux composantes X des forces exercées sur le point a_p par le corps b.

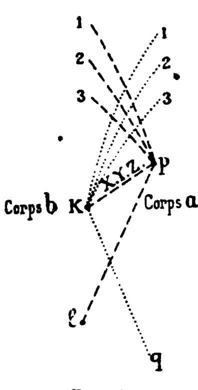


Fig. 2.

Dans la fonction f_b, les mêmes composantes $\underset{a_p b_k}{X}$ doivent se retrouver ; si on considère un terme où $\underset{a_p b_k}{X}$ se trouve réuni à la coordonnée x_{b_k}, on trouvera, comme pour f_a, x_{b_k} réuni aux autres composantes de la force appliquée au point b_k. Mais, cette fois, ce sont les composantes $\underset{a_1 b_k}{X}, \underset{a_2 b_k}{X}, \ldots, \underset{a_p b_k}{X}, \ldots, \underset{a_q b_k}{X}$, qui figurent par leur somme dans les mêmes termes que x_{b_k}. Soit $\lambda_b (x_{b_k}, \underset{a_1 b_k}{X}, \ldots, \underset{a_p b_k}{X}, \ldots, \underset{a_q b_k}{X})$, l'ensemble des termes de f_b où la coordonnée x_{b_k} est associée aux composantes X.

Dans la somme $\left(\frac{d}{dx_{a_p}} + \frac{d}{dx_{b_k}}\right)(f_a + f_b)$, les fonctions λ donneront des termes

$$\frac{\partial \lambda_a}{\partial x_{a_p}} + \frac{\partial \lambda_a}{\partial \underset{a_p b_1}{X}} \frac{\partial \underset{a_p b_1}{X}}{\partial x_{a_p}} + \cdots + \frac{\partial \lambda_a}{\partial \underset{a_p b_k}{X}} \frac{\partial \underset{a_v b_k}{X}}{\partial x_{a_p}} + \cdots + \frac{\partial \lambda_b}{\partial x_{b_k}} + \cdots + \frac{\partial \lambda_a}{\partial \underset{a_p b_k}{X}} \frac{\partial \underset{a_v b_k}{X}}{\partial x_{b_k}} + \frac{\partial \lambda_b}{\partial \underset{a_p b_k}{X}} \frac{\partial \underset{a_p b_k}{X}}{\partial x_{a_p}}.$$

Ces termes sont les seuls qui puissent renfermer la différence $x_{a_p} - x_{b_k}$, cette différence ne pouvant intervenir dans les actions

exercées entre des points autres que a_p et b_k. Les termes en $(x_{a_p} - x_{b_k})$ doivent donc s'annuler dans la somme précédente, pour que la somme des dérivées $\left(\frac{d}{dx_{a_p}} + \frac{d}{dx_{b_k}}\right)(f_a + f_b)$ s'annule. Les termes en $(x_{a_p} - x_{b_k})$ provenant de λ_a doivent donc se compenser avec les termes provenant de λ_b ; les premiers ne doivent donc pas renfermer de composante $\underset{a_p b_l}{X}$ qui ne figure pas en même temps dans les seconds.

Or nous avons vu que la fonction λ_a, relative au point a_p du corps a, renferme les composantes $\underset{a_p b_1}{X}, \underset{a_p b_2}{X}, \ldots, \underset{a_p b_k}{X}, \ldots, \underset{a_p b_l}{X}$; tandis que la fonction λ_b, relative au point b_k du corps b, renferme les composantes $\underset{a_1 b_k}{X}, \ldots, \underset{a_p b_k}{X}, \ldots, \underset{a_q b_k}{X}$, différentes de la série précédente. Les termes en $x_{a_p} - x_{b_k}$, provenant de λ_a, ne pourront donc jamais compenser tous les termes provenant de λ_b, à moins toutefois que la dérivation $\frac{\partial \lambda}{\partial X}$ n'ait fait disparaître tous les termes en X de λ, et que la dérivation $\frac{\partial \lambda}{\partial x}$ n'introduise pas de terme en $X(x_a - x_b)$ ou en $\underset{a_p b_k}{XX}$. La fonction λ (ou f) devra donc être linéaire en X.

On démontrerait de même que f est linéaire par rapport aux dérivées de tout ordre de X, prises par rapport au temps, et ne peut pas davantage renfermer un produit de deux dérivées d'ordre différent, ni le produit d'une composante X par la dérivée d'une composante. Il est facile d'en déduire que f est linéaire en x, y, z, $\frac{dx}{dt}$, $\frac{dy}{dt}$, $\frac{dz}{dt}$, etc.

Les fonctions f peuvent renfermer des termes en

$$
\begin{array}{ccc}
Xx, & Xy, & Xz \\
X\frac{dx}{dt}, & X\frac{dy}{dt}, & X\frac{dz}{dt} \\
\cdots & \cdots & \cdots \\
X\frac{d^n x}{dt^n}, & X\frac{d^n y}{dt^n}, & X\frac{d^n z}{dt^n} \\
\cdots & \cdots & \cdots \\
x\frac{dX}{dt}, & y\frac{dX}{dt}, & z\frac{dX}{dt} \\
\frac{dX}{dt}\frac{dx}{dt} & \frac{dX}{dt}\frac{dy}{dt} & \frac{dX}{dt}\frac{dz}{dt}
\end{array}
$$

et ainsi de suite.

Nous pouvons écarter tous les termes qui renferment les dérivées de X supérieures à la première, car nous cherchons une fonction E relative à l'état stable du système, ou sa dérivée première $\frac{dE}{dt}$. Les dérivées supérieures, $\frac{d^2X}{dt^2}, \dots, \frac{d^nX}{dt^n}$, n'ont évidemment pas à figurer dans E ni $\frac{dE}{dt}$. Même la dérivée première, $\frac{dX}{dt}$, peut être provisoirement écartée ; car, si nous trouvons pour E une forme satisfaisante, répondant aux données du problème, cela nous dispensera de la chercher pour $\frac{dE}{dt}$, où pourraient figurer les $\frac{dX}{dt}$. Il nous reste donc à examiner les fonctions où X entre en facteur des coordonnées ou de leurs dérivées.

La somme $\Sigma(Xx_a + Yy_a + Zz_a)$, s'ajoutant à la somme similaire $\Sigma(Xx_b + Yy_b + Zz_b)$, donne le total $-\Sigma[r\varphi'(r)]$, ne dépendant que des paramètres de contact. Elle peut convenir pour la fonction f.

Le terme Xy doit être accompagné, par raison de symétrie, d'un terme en Yx. La différence $Xy - Yx$ est le moment de la force, par rapport à l'axe des z. Les forces exercées réciproquement entre un point a et un point b étant égales et directement opposées, leur moment total s'annule. Ces moments pourraient donc entrer dans la fonction E, sans faire varier le total $E_a + E_b$.

De la relation $\Sigma\left(x\frac{d^2y}{dt^2} - y\frac{d^2x}{dt^2}\right) = 0$ on tirerait $\Sigma\left(x\frac{dy}{dt} - y\frac{dx}{dt}\right) = C^{te}$.

En poursuivant cette idée, on considérerait la valeur constante de l'électricité dans un système comme représentant la constante des aires, projetée sur un plan ; l'état neutre serait celui où la résultante des aires serait nulle. Mais alors il faudrait admettre que, dans un corps électrisé, il y a un plan de comparaison, pour lequel la projection des aires est maxima ; or rien n'indique l'existence de cette orientation. Bien au contraire, on peut faire tourner un système électrisé autour d'un axe quelconque ; s'il est soustrait à toute action extérieure, la rotation se fera sans résistance, et la distribution électrique, rapportée à des axes liés au corps, demeurera invariable. L'équation des aires est donc étrangère à la question posée.

On devra écarter de même toute solution qui conduirait à représenter la fonction E par un vecteur. Cela exclut les termes de la

forme $X \frac{d^n y}{dt^n}$, auxquels il faudrait, par symétrie, associer des termes en $Y \frac{d^n x}{dt^n}$.

Restent les fonctions de la forme

$$X \frac{d^n x_a}{dt^n} + Y \frac{d^n y_a}{dt^n} + Z \frac{d^n z_a}{dt^n}$$

qui, associées au terme correspondant en x_b, y_b, z_b, peuvent s'écrire :

$$\Sigma\left[\frac{\varphi'(r)}{r}\left((x_a-x_b)\frac{d^n(x_a-x_b)}{dt^n}+(y_a-y_b)\frac{d^n(y_a-y_b)}{dt^n}+(z_a-z_b)\frac{d^n(z_a-z_b)}{dt^n}\right)\right].$$

Pour que cette somme ait une valeur indépendante du choix des axes de coordonnées, il faut que le facteur entre parenthèses représente une fonction de r seul, non des angles que fait la ligne ab avec les axes de coordonnées, ce qui n'a lieu que pour la dérivée première

$$(x_a - x_b)\frac{d(x_a - x_b)}{dt} + \ldots = r\frac{dr}{dt}.$$

Nous n'avons donc à retenir que la fonction

$$X\frac{dx}{dt} + Y\frac{dy}{dt} + Z\frac{dz}{dt},$$

qui, multipliée par dt, représente le travail des forces. Si nous ajoutons à ce travail un terme indépendant de X, représentant la force vive des points du système, nous trouvons que le total est constant. Ce que l'un des corps fournit, l'autre le gagne. Mais cette fonction constante représente l'énergie, non l'électricité.

Nous avons donc dû écarter toutes les fonctions, sauf une seule, qui est le viriel de Clausius :

$$\Sigma\,(Xx + Yy + Zz).$$

Cette somme, étendue à tous les points d'un système, est identique à $-\Sigma\,[r\varphi'(r)]$. Si, pour chaque point matériel, on forme la fonction $\Sigma\left[Xx + Yy + Zz + \frac{1}{2}r\varphi'(r)\right]$, et si on ajoute toutes les sommes partielles, on retrouve, chaque r étant compté deux fois, la somme $\Sigma\,[Xx + Yy + Zz + r\varphi'(r)]$, relative au système total, qui est iden-

tiquement nulle. La fonction $\Sigma\Sigma \left[Xx + Yy + Zz + \frac{1}{2} r\varphi'(r) \right]$ répondrait donc à la condition imposée à la fonction E ; elle ne pourrait s'accroître dans une partie du système sans décroître dans une autre partie. Comme nous avons dû écarter toute autre forme de fonction, c'est bien celle-ci qui paraît être la fonction E.

Dans un grand nombre de cas, les seuls que nous ayons à envisager, cette expression est égale à $\Sigma\Sigma \left(\frac{1}{2} r\varphi' - v^2 \right)$, qui est une autre forme de la fonction électricité. Une autre expression équivalente est $\delta\Sigma \left(\frac{1}{2} r\varphi' - v^2 \right)$, où δ représente un accroissement à partir de l'état neutre.

8° *Induction.* — Nous avons obtenu la fonction E comme répondant seule à la condition de conservation de l'électricité. Il nous faut examiner si elle peut donner raison des autres propriétés électriques.

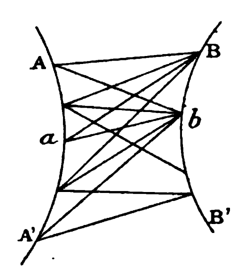


FIG. 3.

L'induction s'interprète aisément. Soient deux particules a et b (*fig.* 3), dont les points matériels les plus voisins exercent des actions réciproques.

Étendue aux forces intérieures de chaque particule, la somme Σ est identiquement nulle. Quant aux forces réciproques des deux particules, exercées entre deux points de coordonnées (x_a, y_a, z_a), (x_b, y_b, z_b), elles donnent les termes :

$$Xx_a + Yy_a + Zz_a + \frac{1}{2} r\varphi'(r) \qquad - Xx_b - Yy_b - Zz_b + \frac{1}{2} r\varphi'(r),$$

dont la somme $X(x_a - x_b) + Y(y_a - y_b) + Z(z_a - z_b) + r\varphi'(r)$

est identiquement nulle. La somme des deux charges opposées est donc nulle.

III. — CONDUCTIBILITÉ.

9° *Propriétés du diélectrique.* — Les autres propriétés fondamentales de l'électricité paraissent dépendre du fait de l'isolement électrique, qui est intimement lié à l'isolement calorifique. Un corps mauvais conducteur de la chaleur peut transmettre de l'énergie par rayonnement, mais il ne s'échauffe pas, en laissant passer la chaleur. Nous le définissons : un corps incapable d'accroître son énergie. Cette sorte d'inertie s'interprète au moyen des propriétés des systèmes de points matériels en mouvement successif permanent. Soit un atome formé de points matériels très voisins, se succédant suivant une trajectoire fermée. Si la trajectoire se déforme, et s'il s'établit un nouveau mouvement permanent, le produit $V\theta$ de l'énergie cinétique du système par le temps de succession de deux points matériels consécutifs demeure constant après la déformation. Ce théorème est analogue au théorème des tourbillons de Helmholtz et se démontre de même. Il n'est rigoureusement exact que si les points matériels de l'atome sont infiniment voisins.

Les propriétés isolantes, qui en sont la conséquence, ne seront donc parfaites pour aucun corps.

Nous raisonnerons cependant comme s'il existait des isolants parfaits où le produit $V\theta$ est rigoureusement constant.

Clausius a donné l'expression de la variation d'énergie résultant d'une déformation infiniment petite d'un système de points en mouvement successif permanent. C'est

$$\delta U = \frac{2}{\theta}\,\delta(V\theta).$$

L'énergie totale est donc invariable dans tout système où $V\theta$ reste constant.

Dans un système où toutes les forces ont un potentiel, le travail total des forces appliquées à un atome, dans une déformation périodique de cet atome, aurait toujours une somme nulle, si le potentiel ne variait pas avec le temps. On démontre qu'un atome ne peut transmettre de travail à un atome voisin que si les deux atomes subissent une déformation périodique synchronique. Cette oscillation se com-

prend aisément quand chaque atome peut se mettre alternativement en équilibre de température avec l'atome d'amont et l'atome d'aval; mais, quand l'énergie est invariable dans chaque atome, la transmission de chaleur par conductibilité devient impossible.

En passant de l'isolement calorifique à l'isolement électrique, il est nécessaire de préciser la définition de l'énergie potentielle qui entre dans l'énergie totale de Clausius, $\delta U = \frac{2}{\theta} \delta (V\theta)$. C'est le travail, changé de signe, des forces (X, Y, Z) appliquées à un atome, quand il subit la déformation $(\delta x, \delta y, \delta z)$; c'est $\Sigma (X\delta x + Y\delta y + Z\delta z)$.

Nous avons précédemment défini l'énergie potentielle par la valeur de $\Sigma [\varphi (r)]$, dont l'accroissement est $\Sigma\delta\varphi$. Les deux définitions sont équivalentes quand il s'agit d'un système complet, soustrait à toute action extérieure; mais elles ne donnent pas la même valeur pour une fraction de système. Nous appellerons énergie acquise celle qui est définie par Clausius; énergie empruntée, le surcroît de $\Sigma (\delta\varphi)$ sur l'énergie acquise. Nous pourrons, sans contradiction, dire qu'un diélectrique ne peut pas modifier son énergie acquise, et en même temps calculer l'énergie potentielle, $\Sigma (\delta\varphi)$, du même diélectrique.

L'expérience montre que l'énergie totale du diélectrique ne se modifie pas quand on charge des conducteurs voisins, puisqu'on peut déplacer les conducteurs électrisés sans produire aucun échauffement dans le diélectrique. Il y a donc analogie complète entre le corps mauvais conducteur de la chaleur et le diélectrique.

On démontre que l'invariabilité de l'énergie totale d'un atome entraîne l'invariabilité de l'énergie cinétique, qui est une des propriétés fondamentales de l'électricité, ou, plus exactement, une propriété du diélectrique. Cette démonstration n'est pas applicable à la surface des conducteurs électrisés, qui prendra, par la charge électrique, un supplément d'énergie cinétique, fonction linéaire de la charge.

On démontre que, sur un atome où le produit $V\theta$ est nul, la somme algébrique des charges électriques est une quantité d'ordre inférieur à la charge existant sur un arc de l'atome.

On démontre enfin que, dans un diélectrique, l'énergie potentielle empruntée, relative à un atome, est une quantité de même ordre de grandeur que le carré de la charge. Dans un corps homogène, où toutes les charges s'annulent en même temps, l'énergie $\Sigma(\delta\varphi)$ sera de la forme $\Sigma(KE^2)$. A la surface de contact d'un conducteur et d'un

diélectrique, l'énergie potentielle donnera un terme complémentaire, fonction linéaire de la charge, négligeable en première approximation seulement.

De l'existence de ces termes linéaires, il résulte que les charges ne peuvent se transmettre que de proche en proche, sinon l'énergie cinétique décroîtrait dans certaines parties du système, sans compensation immédiate en un point voisin. Les charges ne peuvent donc pas se transmettre à travers les diélectriques, où chaque atome garde une charge totale invariable.

IV. — PRODUCTION DE L'ÉLECTRICITÉ.

10° *Différence de potentiel au contact.* — En tenant compte du terme linéaire relatif à la surface des conducteurs, l'énergie potentielle d'un système électrisé prend la forme d'une somme de deux intégrales, l'une $\int K\sigma^2 d\tau$, étendue au volume de diélectrique, l'autre $\int C\sigma d\omega$, étendue à la surface des conducteurs. C est un coefficient caractéristique de chaque conducteur.

En partant de cette expression, le calcul du minimum d'énergie potentielle ne conduit plus exactement à la loi de Coulomb.

La densité électrique σ à la surface d'un conducteur peut toujours être représentée par la formule $\sigma = \frac{1}{4\pi}\frac{\partial H}{dn}$, la fonction H satisfaisant à l'équation de Poisson dans toute l'étendue du diélectrique. Mais H est égal, non plus au potentiel $\frac{\partial P}{\partial E}$, mais à $\frac{\partial P}{\partial E} + 2\pi\frac{C}{K}$.

Si on applique les formules déduites de la loi de Coulomb aux mesures d'attraction faites à l'électromètre, on en tirera une différence de potentiel $2\pi\frac{C_1 - C_2}{K}$, pour deux métaux dont les coefficients caractéristiques sont C_1 et C_2. Ce n'est qu'une différence de potentiel fictive ; en réalité, le potentiel est le même. Le contact de deux conducteurs ne peut produire aucune force électromotrice.

11° *Effet Peltier.* — Si l'on tient compte de l'énergie cinétique à la surface des conducteurs, représentée par une fonction linéaire des charges, il faut introduire un nouveau terme de correction à la loi de Coulomb. A température uniforme on cherchera le minimum de la

fonction $P + V(1 - MT)$, au lieu du minimum de l'énergie potentielle P. Le résultat sera le même, à cela près que le coefficient C, qui figurait dans la différence de potentiel au contact, sera remplacé par un coefficient $\gamma + \alpha T$.

Dans un circuit formé de deux métaux où la température n'est pas uniforme, on démontre qu'il se produit une force électromotrice ayant pour valeur

$$\int_{T'}^{T} (\alpha_2 - \alpha_1)\, dT,$$

T et T′ représentent la température des deux soudures ; α_2 et α_1 sont des coefficients caractéristiques des deux métaux 1 et 2, mais peuvent dépendre aussi de la température. Cette formule comprend à la fois l'effet Peltier et l'effet Thomson.

12° *La pile.* — La force électromotrice d'une pile est donnée par la formule $\frac{\Delta U - MT\Delta V}{E}$, où E est le débit d'électricité correspondant à une réaction chimique qui dégage les quantités ΔU d'énergie totale et ΔV d'énergie cinétique.

La même force électromotrice est nécessaire pour déterminer la réaction inverse dans l'électrolyse.

Les charges électriques entraînées aux pôles d'un voltamètre par les produits de l'électrolyse sont probablement les charges existant au contact de deux atomes hétérogènes, dans le corps composé soumis à l'électrolyse.

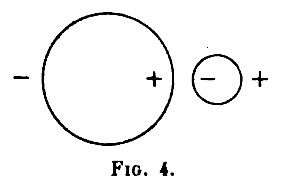


FIG. 4.

Quand deux atomes, non électrisés, se combinent sans céder d'électricité aux corps voisins, leur charge totale reste nulle après la réaction ; si donc il y a une charge de contact sur les faces opposées des deux atomes, il y aura aussi une charge extérieure sur la molécule (*fig.* 4). Si P est l'énergie potentielle due à cette charge, cette quantité P sera en surcroît dans le produit de la réaction, relativement au même corps à l'état neutre. En général, pour qu'une

réaction soit possible, il faut qu'on ait la relation :

$$\Delta U - MT\Delta V > o.$$

Si le produit de la réaction possède un surcroît d'énergie électrique P, la condition deviendra :

$$\Delta U - MT\Delta V - P > o.$$

Si la première condition est seule remplie, et non la seconde, la réaction considérée et la réaction inverse seront généralement impossibles : c'est ce qu'on appelle un état de faux équilibre. Cet état cessera si l'on obtient la décharge du produit de la réaction.

13° *Principe de la vitesse maxima de dissipation de l'énergie potentielle.* — Une pile, avec le courant fermé aux deux pôles, ne constitue pas un système en mouvement permanent, puisque la proportion des corps ayant subi la réaction chimique varie à chaque instant. Le principe de l'augmentation des forces vives ne peut donc être appliqué aux variations d'un pareil système. Mais on peut lui appliquer le principe de la vitesse maxima de dissipation de l'énergie potentielle, que nous énoncerons ainsi :

Entre deux transformations possibles, celle-là se produit qui fournit, dans le même temps, le maximum d'énergie cinétique.

Nous comparons ici deux modifications possibles 1 et 2 amenant un système à deux états 1 ou 2 au bout du même temps. Une variation virtuelle permettra de passer de l'état 1 à l'état 2. Si cette variation virtuelle a lieu dans le sens des forces, c'est-à-dire si elle augmente l'énergie cinétique, l'état 2 sera plus stable que l'état 1. C'est donc la modification 2 qui tendra à se produire, non la modification 1.

Dans le cas de la pile, les particules produites par la réaction chimique portent des charges électriques, qui peuvent se porter aux électrodes ou se recombiner directement au sein du liquide, de molécule à molécule. Dans ce dernier mode de recombinaison, la vitesse de dissipation de l'énergie est limitée par l'échauffement du liquide. C'est néanmoins le seul qui tendrait à se produire s'il y avait, entre les pôles de la pile, la différence de potentiel théorique $\frac{\Delta U - MT\Delta V}{E}$. Pour déterminer le transport de l'électricité aux pôles, il faut une chute de potentiel ; c'est ce qu'on exprime, en langage courant, en disant que la pile a une résistance intérieure R. Pour un

courant I, RI est la chute de potentiel nécessaire pour que l'énergie potentielle se dissipe aussi rapidement par le circuit extérieur que par la recombinaison intérieure.

V. — LES COURANTS.

14° *Lois de Ohm et de Joule.* — Un fil parcouru par un courant est un système en mouvement permanent ou du moins périodique, dont chaque point a un potentiel $H = \frac{\partial P}{\partial E}$. Un débit d'électricité, $dE = idt$, rend disponible une quantité d'énergie potentielle $(H_1 - H_2) idt$ dans tout élément de fil dont les extrémités sont aux potentiels H_1 et H_2.

L'état de courant est caractérisé par l'intensité i, de sorte que la chaleur dégagée Q par unité de temps est fonction de i. Cette fonction étant minima quand l'intensité est nulle sera, au voisinage du minimum, de la forme Ri^2. Ne connaissant pas le mécanisme de la transformation, nous ne pouvons prévoir si R est indépendant de H ; mais l'expérience nous l'apprend. R étant une constante caractéristique du conducteur, la relation $Q = Ri^2$ est l'énoncé de la loi de Joule. En écrivant que la chaleur dégagée est égale à l'énergie disponible, on a :

$$Ri^2 dt = (H_1 - H_2)\, idt,$$

c'est-à-dire la loi de Ohm.

On peut présumer que la valeur de R, indépendante du potentiel en chaque point, ne dépend pas non plus de toute autre source d'énergie. Dans le cas de l'induction, $Ri^2 dt$ restera l'expression de la chaleur dégagée dans un fil. Si l'énergie disponible est alors exprimée par $qidt$, la loi de Ohm sera remplacée par la formule :

$$i = \frac{q}{R}.$$

Le courant est un mécanisme de transformation d'énergie potentielle en énergie cinétique. On doit le considérer comme un mécanisme particulier parmi une infinité d'autres. Celui qui se produit effectivement est celui qui donne la vitesse maxima de dissipation de l'énergie. Pour une force électromotrice H et pour un circuit donné, la quantité d'énergie dissipée par unité de temps, Hi, ne peut être augmentée par aucun moyen : $i = \frac{H}{R}$ est un maximum.

VI. — ÉLECTRODYNAMIQUE.

15° *Potentiel électrodynamique.* — On sait que, dans un système de courants fermés, l'énergie du diélectrique peut être représentée par le potentiel électrodynamique, dont la formule, d'après Neumann, est :

$$T = \Sigma \left(i_1 i_2 \int\int \frac{ds_1 ds_2 \cos \varepsilon}{r} \right).$$

T est une fonction homogène, du second degré, des intensités

$$T = \Sigma \left(\frac{L}{2} i_1^2 + M i_1 i_2 + \frac{N}{2} i_1^2 \right).$$

Si on suppose connue cette expression de l'énergie, homogène et du second degré en i, si on admet en outre que le système ne peut céder de chaleur à l'extérieur par d'autres moyens que l'effet Joule, ces données suffisent à établir les formules connues de l'électrodynamique :

$$X = -\frac{\partial T}{\partial x}, \qquad (H - Ri)\,dt = d\left(\frac{\partial T}{\partial i}\right).$$

Bien qu'on puisse le démontrer pour un système quelconque de courants, nous ne donnerons, pour abréger, que la démonstration relative au cas particulier d'un seul courant dépendant d'un seul paramètre géométrique x.

H et R, étant donnés, déterminent la quantité d'électricité passant, dans un temps t, d'un pôle de la pile à l'autre, le système étant au repos. Cette quantité d'électricité est un maximum ; il est impossible de l'augmenter au moyen d'un mouvement périodique des fils produisant une variation périodique des intensités. Si le régime variable pouvait assurer un débit d'électricité plus fort qu'en régime permanent, l'état permanent ne serait pas stable, car il ne donnerait pas la vitesse maxima de dissipation de l'énergie.

Or l'état permanent est stable par hypothèse, puisque nous appliquons aux fils toutes les forces extérieures nécessaires pour les maintenir au repos.

Il faut donc que dans un cycle fermé, décrit dans le temps t, la

quantité d'électricité $\int i dt$ soit toujours inférieure ou égale à $\int \frac{H}{R} dt$, ou que $\int (H - Ri) dt$ soit toujours nul ou positif.

L'équation de la conservation de l'énergie nous donne

$$(H - Ri) dt = \frac{\frac{\partial T}{\partial x} dx + \frac{\partial T}{\partial i} di - X dx}{i}.$$

Quelle que puisse être, à un instant donné, la valeur de $H - Ri$, de x et de i, on peut toujours donner simultanément à dx et di des valeurs arbitraires ; on peut en effet disposer du déplacement géométrique dx et de la vitesse $\frac{dx}{dt}$; la valeur de di, tirée de l'équation précédente, pourra être déterminée à volonté. Si donc on a décrit un premier cycle, en faisant varier dx et le ramenant à zéro, on peut toujours en décrire un second, où dx et di prendront des valeurs égales et de signe contraire. Si $\int (H - Ri) dt$ était positif dans le premier cycle, il sera négatif dans le second. Or, comme il doit toujours rester positif, quel que soit le cycle, il faut qu'il s'annule. $(H - Ri) dt$ sera donc une différentielle exacte, pour des variations arbitraires dx et di.

T étant une fonction homogène du second degré, on a l'identité :

$$\frac{\partial T}{\partial i} di + \frac{\partial T}{\partial x} dx = i d \left(\frac{\partial T}{\partial i}\right) - \frac{\partial T}{\partial x} dx,$$

ce qui permet d'écrire

$$(H - R_i) dt = d \,.\, \left(\frac{\partial T}{\partial i}\right) - \frac{\left(X + \frac{\partial T}{\partial x}\right) dx}{i}.$$

Pour que le second membre soit une différentielle exacte, il faut avoir :

$$X = -\frac{\partial T}{\partial x}$$

$$(H - Ri) dt = d \,.\, \left(\frac{\partial T}{\partial i}\right).$$

16° *Équation de condition résultant du passage d'un courant.* — L'énergie électrodynamique est l'énergie du diélectrique enveloppant les courants ; elle doit donc être exclusivement potentielle. On le vérifie dans le cas très analogue de l'énergie d'un champ magnétique, en constatant que l'énergie peut se transformer intégralement en travail.

Ce surcroît d'énergie potentielle du diélectrique résulte de la réaction exercée par les courants. Bien que le système complet, constitué par les courants et le diélectrique, ne soit pas en mouvement permanent, une partie de ce système, le diélectrique, est en mouvement permanent. Le principe de l'accroissement de l'énergie cinétique est donc applicable aux modifications virtuelles n'affectant que le diélectrique ; l'état stable correspondra à un minimum d'énergie potentielle parmi tous les états possibles satisfaisant aux liaisons créées par le courant. Ce minimum ne peut pas être aussi bas que si ces liaisons supplémentaires n'existaient pas ; le passage du courant augmentera donc l'énergie potentielle du diélectrique.

Pour obtenir l'équation de condition due au passage du courant, il faut se représenter le diélectrique comme transmettant des charges d'électricité, en même temps que le conducteur. A l'état statique, nous avons vu que la charge, en chaque point du diélectrique, était déterminée par les charges des conducteurs. Si on change la distribution dans les conducteurs, elle variera nécessairement dans le diélectrique. On conçoit donc sans difficulté qu'un transport d'électricité dans un fil doit faire varier les charges du diélectrique.

Mais ces variations de charges n'impliquent pas un transport de charges ; car il n'y a généralement pas, pour les charges du diélectrique, une équation de continuité analogue à celle qui régit le mouvement d'un fluide ou le déplacement des charges dans un conducteur. Dans le diélectrique, la somme algébrique des charges est toujours nulle. Si donc un atome du diélectrique prend une charge, par suite de l'induction d'un conducteur, il n'est pas nécessaire de supposer que cette charge lui vient d'un atome voisin ; il suffit d'un changement de répartition des charges positives et négatives de l'atome, le total restant toujours nul. Quant à la transmission des charges de proche en proche, elle n'a de sens que si l'on peut écrire une équation de continuité, dans des conditions qu'il nous faut définir.

Considérons deux conducteurs a et b (*fig.* 5), se déchargeant l'un

sur l'autre, par un fil, d'une quantité dE dans un temps dt. Sur une surface fermée quelconque a_1 tracée dans le diélectrique autour du conducteur a, les charges u, v, w, en chaque point, satisfont à la relation :

$$\int_{a_1} (lu + mv + pw)\, d\omega = E.$$

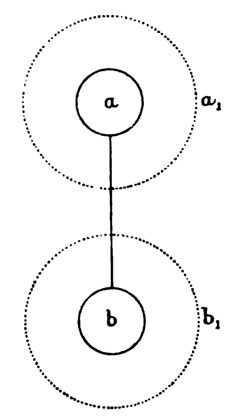


Fig. 5.

C'est l'équation de l'induction; elle est indépendante de l'état d'équilibre statique et subsiste quand cet équilibre est troublé. On aura donc, après la décharge :

$$\delta \int_{a_1} [(lu' + mv + pw)\, d\omega] = dE.$$

Et de même pour une surface b_1 tracée autour du conducteur b, la même intégrale aura varié de $-dE$:

$$\delta \int_{a_1} = - \delta \int_{b_1}.$$

Si les deux surfaces a_1, b_1 ont un élément commun c_1 (*fig.* 6), les valeurs de u, v, w sont les mêmes pour a_1 et b_1, le long de c_1 ; mais l, m, p prennent des valeurs égales et de signe contraire. Les deux intégrales, prises le long de c_1, sont donc toujours égales et de signe contraire, et de même les deux variations $\delta \int_{c_1}$. On aura toujours

$\delta \int\limits_{a_1} = - \delta \int\limits_{b_1}$, et cette égalité subsistera, si on exclut de l'intégrale la surface commune c_1.

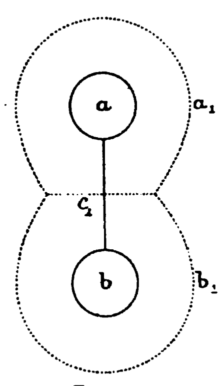


Fig. 6.

Il y a donc une équation de continuité entre les charges des surfaces a_1 et b_1, et l'on peut dire que la surface b_1 a cédé une certaine charge à la surface a_1 et que la charge cédée a traversé le contour de la surface c_1.

Toute charge électrique est orientée ; il doit en être de même de la charge transportée, qui doit être située dans un plan, en chaque point du contour c_1. Si l'on suppose que l'état du système est permanent, la charge ne peut se transporter que tangentiellement au plan de son orientation. Il y a donc, en chaque point, un plan dans lequel se fait le transport d'électricité, tandis que le débit est nul dans les éléments de plan perpendiculaires.

Dans ce plan, il y a nécessairement une direction de débit, quel que puisse être le mécanisme qui correspond à ce débit. Un élément de contour tracé dans la direction du débit ne peut être traversé par aucune charge. Dans le plan du débit, projetons un élément de contour AB sur la direction du débit BC et sur la direction perpendiculaire AP (*fig.* 7). Les charges transmises à travers l'élément AB traverseront aussi le contour ACB, et, comme il ne passe rien à travers BC, elles traverseront AC.

Prenons maintenant un élément de contour AD, en dehors du plan du débit (*fig.* 8). Pour la formation de l'intégrale

$$\int (lu + mv + pw)\, d\omega,$$

on peut remplacer l'élément de contour AD par sa projection AB dans le plan du débit et par une composante perpendiculaire BD. Il ne passe aucune charge à travers BD, et tout ce qui traverse AB passe aussi par AC; on peut donc dire que toute la charge transmise à travers AD passe par sa projection AC sur la direction AP.

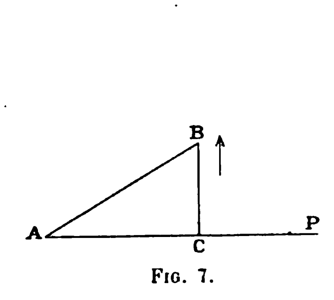


Fig. 7.

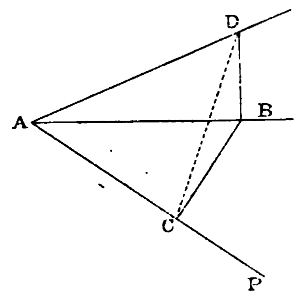


Fig. 8.

Si R est le débit à travers la direction AP, la charge transmise à travers AC est proportionnelle à la longueur de cet élément, $ds \cos \varepsilon$, en désignant par ds la longueur de l'élément AD et par ε son angle avec AP; elle sera, dans le temps dt, $\mathrm{R}ds \cos \varepsilon dt$; à travers un contour quelconque C, le débit sera $dt \int_c \mathrm{R}ds \cos \varepsilon$. On aura donc pour le contour c_1 de la *fig.* 6:

$$\int_{c_1} \mathrm{R}ds \cos \varepsilon = \frac{d\mathrm{E}}{dt}.$$

Mais le contour c_1 est un circuit quelconque, embrassant un courant d'intensité $i = \frac{d\mathrm{E}}{dt}$. On aura donc, quel que soit le circuit,

$$\int_c \mathrm{R}ds \cos \varepsilon = i.$$

En appelant α, β, γ, les cosinus des angles de la direction R avec les axes de coordonnées; dx, dy, dz, les projections de l'élément ds, la condition s'écrira :

$$\int_c \mathrm{R}\alpha dx + \mathrm{R}\beta dy + \mathrm{R}\gamma dz = i.$$

Or le débit R est évidemment un paramètre caractéristique du phénomène de transmission des charges. L'énergie d'un élément de volume doit dépendre de la valeur du débit au point où est situé cet élément. Comme il s'agit de l'énergie d'un diélectrique, c'est-à-dire d'énergie potentielle, elle est minima pour l'état stable, qui est l'état statique, correspondant à la valeur zéro du vecteur R. Au voisinage du minimum, l'énergie sera proportionnelle à R^2. Nous la représenterons par $h^2R^2d\tau$. La seule hypothèse à faire est que le coefficient h^2 ne dépend que de la nature du diélectrique, non de la valeur des charges statiques en chaque point.

Pour nous conformer aux notations habituelles en électricité, nous considérerons, au lieu du débit R, un vecteur M, égal à $4\pi R$, dont nous appellerons les projections (A, B, C).

On peut toujours, par un choix convenable des unités, donner une valeur arbitraire au coefficient h^2. Pour $h^2 = 2\pi$, l'énergie est représentée par :

$$\frac{1}{8\pi}\int d\tau\,[(4\pi R\alpha)^2 + (4\pi R\beta)^2 + (4\pi R\gamma)^2] = \frac{1}{8\pi}\int d\tau\,(A^2 + B^2 + C^2),$$

avec la condition $\int A dx + B dy + C dz = 4\pi i$.

Parmi toutes les distributions des vecteurs de débit qui satisfont à l'équation de condition, celle qui s'établira sera celle qui donne à l'énergie potentielle sa valeur minima.

17° *Recherche de la distribution d'équilibre stable.* — Supposons cette distribution connue, et traçons, dans tout l'espace, des lignes tangentes au vecteur M et des surfaces normales à ces lignes, à travers lesquelles le débit est nul.

Toutes les surfaces de débit nul passent par les circuits des courants (*fig.* 9).

Supposons une variation virtuelle des débits qui augmente de ε la valeur Mds de l'intégrale $\int A dx + B dy + C dz$ prise entre deux surfaces de débit nul. Mds a la même valeur sur toutes les lignes normales aux deux surfaces ; pour chacune de ces lignes, il s'accroîtra de ε. L'intégrale $\int M ds$ étant constamment égale à $4\pi i$ le long d'une ligne de débit, elle ne pourra s'accroître de ε sur un élément ds sans diminuer de ε sur un élément ds_1. L'intégrale $\int M^2 d\tau$, prise

entre deux surfaces de débit nul, peut s'écrire

$$\int M^2 ds d\omega = \int (Mds)^2 \frac{d\omega}{ds} = (Mds)^2 \int \frac{d\omega}{ds}.$$

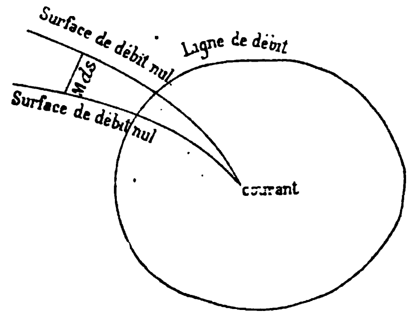


Fig. 9.

Elle s'accroîtra de $2\varepsilon M ds \int \frac{d\omega}{ds} = 2\varepsilon \int M d\omega$, tandis qu'elle diminuera, dans un autre intervalle entre deux surfaces, de $2\varepsilon \int M_1 d\omega_1$. Pour que la variation virtuelle ne puisse pas diminuer la valeur de l'intégrale, étendue à tout l'espace, il faut que l'on ait $\int M d\omega = C^{te}$ pour toutes les surfaces de débit nul passant par le circuit i.

Posons $\int M d\omega = \mathcal{J}_i$.

Il vient en intégrant pour tout l'espace :

$$\frac{1}{8\pi} \int M^2 d\tau = \frac{1}{8\pi} \int Mds\, Md\omega = \frac{1}{8\pi} \mathcal{J}_i \int Mds = \frac{1}{2} \mathcal{J}_i i.$$

La condition $\int M d\omega = C^{te}$ peut prendre la forme $\int M d\omega \cos\eta = C^{te}$, cette intégrale étant prise le long d'une surface quelconque, passant par le circuit du courant ; η est l'angle que fait en chaque point le vecteur M avec la normale à cette surface.

Soit (F, G, H) un vecteur, F, G, H étant des fonctions quelconques des coordonnées.

L'intégrale $\int Fdx + Gdy + Hdz$, prise le long du circuit d'un

courant, est égale à l'intégrale de surface

$$\int\left[l\left(\frac{dG}{dz}-\frac{dH}{dy}\right)+m\left(\frac{dH}{dx}-\frac{dF}{dz}\right)+p\left(\frac{dF}{dy}-\frac{dG}{dx}\right)\right]d\omega,$$

prise tout le long d'une surface limitée au circuit, dont les cosinus directeurs en chaque point sont l, m, p.

Si nous posons :

$$(1)\qquad \begin{aligned}\frac{dG}{dz}-\frac{dH}{dy}&=A,\\ \frac{dH}{dx}-\frac{dF}{dz}&=B,\\ \frac{dF}{dy}-\frac{dG}{dx}&=C,\end{aligned}$$

les quantités A, B, C, prises comme projections sur les trois axes d'un vecteur M, satisferont à la condition $\int M d\omega \cos\eta = C^{te}$, pour toutes les surfaces passant par le circuit; cette constante est

$$\int F dx + G dy + H dz.$$

Les relations (1) suffisent donc pour satisfaire à cette condition. D'autre part, quelle que soit une fonction A, B, C, qui satisfait à la même condition, les relations (1) suffisent pour déterminer, en chaque point de l'espace, des fonctions F, G, H correspondantes. Les relations (1) sont donc équivalentes à la condition $\int M d\omega \cos\eta = C^{te}$.

A, B, C doivent en outre satisfaire, le long d'un circuit fermé quelconque, à la condition $\int A dx + B dy + C dz = 4\pi i$, qui peut s'écrire

$$4\pi i=\int d\omega\left[l\left(\frac{dB}{dz}-\frac{dC}{dy}\right)+m\left(\frac{dC}{dx}-\frac{dA}{dz}\right)+p\left(\frac{dA}{dy}-\frac{dB}{dx}\right)\right],$$

intégrale s'étendant à une surface limitée quelconque, dont les cosinus directeurs sont l, m, p ; i est l'intensité d'un courant traversant cette surface.

En remplaçant A, B, C par leur valeur tirée des équations (1), il vient :

$$4\pi i=\int d\omega\left[l\left(\frac{d^2H}{dxdz}-\frac{d^2F}{dz^2}-\frac{d^2F}{dy^2}+\frac{d^2G}{dxdy}\right)+m\ldots\right].$$

Appliquons cette relation à un petit élément de surface, $d\omega$, traversé par un petit élément de courant dx_1, dy_1, dz_1, et multiplions les deux membres de l'équation par la projection de l'élément de courant sur la normale à $d\omega$, — $(ldx_1 + mdy_1 + pdz_1)$. On aura :

$$-4\pi i_1 (ldx_1 + mdy_1 + pdz_1) = d\tau \left[l \left(\frac{d^2H}{dxdz} + \cdots \right) + m \cdots \right],$$

équation qui doit être satisfaite, quels que soient l, m, p. On aura donc :

$$-4\pi i_1 dx_1 = \int d\tau \left(\frac{d^2H}{dxdz} - \frac{d^2F}{dz^2} - \frac{d^2F}{dy^2} + \frac{d^2G}{dxdy} \right)$$

$$-4\pi i_1 dx_1 = \int d\tau \left[\frac{d}{dx} \left(\frac{dF}{dx} + \frac{dG}{dy} + \frac{dH}{dz} \right) - \left(\frac{d^2F}{dx^2} + \frac{d^2F}{dy^2} + \frac{d^2F}{dz^2} \right) \right],$$

et de même :

$$-4\pi i_1 dy_1 = \int d\tau \left[\frac{d}{dy} \left(\frac{dF}{dx} + \frac{dG}{dy} + \frac{dH}{dz} \right) - \left(\frac{d^2G}{dx^2} + \frac{d^2G}{dy^2} + \frac{d^2G}{dz^2} \right) \right],$$

$$-4\pi i_1 dz_1 = \int d\tau \left[\frac{d}{dz} \left(\frac{dF}{dx} + \frac{dG}{dy} + \frac{dH}{dz} \right) - \left(\frac{d^2H}{dx^2} + \frac{d^2H}{dy^2} + \frac{d^2H}{dz^2} \right) \right].$$

Pour les éléments de volume ne renfermant pas de courant, l'intégrale du second membre doit être nulle.

Il y a une solution qui consiste à poser

$$(2) \qquad F = \int \frac{i_1 dx_1}{r}, \qquad G = \int \frac{i_1 dy_1}{r}, \qquad H = \int \frac{i_1 dz_1}{r},$$

intégrales prises tout le long des courants.

La somme $\frac{dF}{dx} + \frac{dG}{dy} + \frac{dH}{dz}$ est alors nulle, pourvu que tous les courants soient fermés ; ce terme étant supprimé, il ne reste plus que l'équation de Poisson, qui est satisfaite.

On démontre que, s'il existe une autre solution $F + f$, $G + g$, $H + h$, f, g, h sont les dérivées d'un potentiel, d'ailleurs arbitraire, et par suite les valeurs de A, B, C ne sont pas modifiées. Elles sont données par les relations (1), où F, G, H ont les valeurs (2).

On démontre que l'intégrale

$$\frac{1}{8\pi}\int\int\int\left[\left(\frac{dG}{dz}-\frac{dH}{dy}\right)^2+\left(\frac{dH}{dx}-\frac{dF}{dz}\right)^2+\left(\frac{dF}{dy}-\frac{dG}{dx}\right)^2\right]d\tau,$$

étendue à tout l'espace, est précisément égale au potentiel électrodynamique, qui représente donc bien l'énergie du diélectrique. Or nous avons vu qu'il suffit de se donner cette expression de l'énergie pour en déduire les lois de l'attraction électrodynamique et de l'induction.

VII. — MAGNÉTISME.

18° *Cas d'un diélectrique non homogène.* — Dans l'expression de l'énergie d'un élément de volume $\int h^2 M^2 d\tau$, entre un coefficient h, caractéristique du diélectrique. Supposons que h prenne deux valeurs, h_1, h_2, l'une à l'extérieur, l'autre à l'intérieur d'une surface fermée (*fig.* 10).

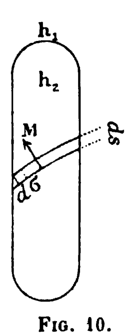


Fig. 10.

L'énergie à rendre minima est :

$$\frac{1}{8\pi}\int h^2 M^2 d\tau,$$

avec la condition $\int A dx + B dy + C dz = 4\pi i$.

On aura, comme précédemment, pour une surface quelconque

limitée au circuit d'un courant :

$$\int h^2 \mathrm{M} \cos \eta d\omega = \mathfrak{F}_i = \mathrm{C}^{te}.$$

L'énergie du système sera encore $\sum \frac{1}{2} \mathfrak{F}_i i$.

Nous poserons $\mathfrak{F}_i = \int \mathrm{F}dx + \mathrm{G}dy + \mathrm{H}dz$; et on aura cette fois

$$h^2 \mathrm{A} = \frac{d\mathrm{G}}{dz} - \frac{d\mathrm{H}}{dy},$$

$$4\pi i = \int \frac{1}{h^2} \left[\left(\frac{d\mathrm{G}}{dz} - \frac{d\mathrm{H}}{dy} \right) dx + \left(\frac{d\mathrm{H}}{dx} - \frac{d\mathrm{F}}{dz} \right) dy + \left(\frac{d\mathrm{F}}{dy} - \frac{d\mathrm{G}}{dx} \right) dz \right].$$

Si cette intégrale est prise dans une des zones où h est constant, on peut écrire :

$$4\pi h_1^2 i = \int \left(\frac{d\mathrm{G}}{dz} - \frac{d\mathrm{H}}{dy} \right) dx + \cdots$$

et, en transformant comme ci-dessus,

$$- 4\pi h_1^2 i_1 dx_1 = \int d\tau \left[\frac{d}{dx} \left(\frac{d\mathrm{F}}{dx} + \frac{d\mathrm{G}}{dy} + \frac{d\mathrm{H}}{dz} \right) - \Delta \mathrm{F} \right],$$

et les équations similaires en dy_1, dz_1.

Dans l'autre zone, les équations seront les mêmes, sauf que h_1^2 sera remplacé par h_2^2. S'il n'y a pas de courant dans la seconde zone, le coefficient h_2^2 n'apparaîtra même pas, puisque le premier membre des équations s'annulera. Les équations du milieu homogène se retrouveront donc ; il n'y a de changement que pour les éléments de volume placés à cheval sur les deux zones.

Pour un circuit traversant la surface de séparation, on a :

$$\int_1 \mathrm{A}dx + \mathrm{B}dy + \mathrm{C}dz + \int_2 \mathrm{A}dx + \mathrm{B}dy + \mathrm{C}dz = 0.$$

Donc, pour le circuit entier,

$$\int h^2 (\mathrm{A}dx + \mathrm{B}dy + \mathrm{C}dz) - h_1^2 \int_1 \mathrm{A}dx + \mathrm{B}dy + \mathrm{C}dz$$
$$+ h_2^2 \int_2 \mathrm{A}dx + \mathrm{B}dy + \mathrm{C}dz = (h_1^2 - h_2^2) \int_1 \mathrm{A}dx + \mathrm{B}dy + \mathrm{C}dz.$$

Dans la zone 2, découpons une tranche par deux surfaces de débit nul, distantes de ds, entre lesquelles l'intégrale a la valeur $\mathrm{M}ds$ (*fig.* 10). Sur la tranche d'une des surfaces de débit nul, prenons un élément de longueur $d\sigma$, et découpons entre les deux surfaces un petit élément de volume ayant $d\sigma$ pour hauteur et chevauchant sur les deux zones. Pour cet élément de volume, l'intégrale

$$\int d\tau \left\{ l\left[\Delta\mathrm{F} - \frac{d}{dx}\left(\frac{d\mathrm{F}}{dx} + \frac{d\mathrm{G}}{dy} + \frac{d\mathrm{H}}{dz}\right)\right] + m\left[\Delta\mathrm{G} - \frac{d}{dy}(\ldots)\right] + p\left[\Delta\mathrm{H} - \frac{d}{dz}(\ldots)\right]\right\}$$

aura pour valeur $(h_2^2 - h_1^2)\,\mathrm{M}ds d\sigma$.

Si nous supposons M connu, en chaque point de la surface de séparation des deux zones, on pourra compléter les équations du milieu homogène par des équations supplémentaires relatives aux éléments de volume chevauchant sur les deux zones. La forme de ces équations sera la même que dans la zone 1, pourvu qu'on imagine des courants fictifs, d'intensité égale à $\frac{h_2^2 - h_1^2}{h_1^2}\,\mathrm{M}ds$, tracés entre deux surfaces de débit nul, sur la séparation des deux zones.

Ces équations supplémentaires achèveront de déterminer M en chaque point, mais ne peuvent en donner l'expression sous une forme simple. Elles nous permettent toutefois de trouver F, G, H en fonction de M, quand M sera connu. En effet, F, G, H devront, pour chaque élément de volume, satisfaire aux mêmes équations qu'en milieu homogène, à condition de multiplier i par h^2 et d'ajouter aux courants réels les courants fictifs, d'intensité $\frac{h_1^2 - h_2^2}{h_1^2}\,\mathrm{M}ds$.

F sera l'intégrale $h_1^2 \int \frac{i dx}{r}$, où i sera l'intensité des courants tant réels que fictifs.

$\mathcal{F}_i$ sera l'intégrale $\int \mathrm{F}dx + \mathrm{G}dy + \mathrm{H}dz$, étendue au circuit du courant réel i, et l'énergie du système sera la somme $\sum \frac{1}{2}\mathcal{F}_i i$, prise pour tous les courants réels. Il n'y a pas dans cette somme de terme $\mathcal{F}_i i$ relatif aux courants fictifs; ceux-ci n'interviennent que pour la formation des fonctions F, G, H.

19° *Aimantation induite par les courants.* — Donnons au vec-

teur h^2M le nom de force magnétique, et à l'intégrale :

$$\mathfrak{F}_i = \int h^2 M \cos \eta d\omega = \int F dx + G dy + H dz,$$

le nom de flux de force magnétique.

Il est facile de vérifier, en partant des formules ci-dessus, que les projections

$$h^2 A = \frac{dG}{dz} - \frac{dH}{dy}, \qquad h^2 B, \qquad h^2 C,$$

de la force magnétique, dérivent d'un potentiel $\Sigma\ (h^2 i\Omega)$, où Ω représente, à un facteur constant près, l'angle solide sous lequel un courant est vu d'un point de l'espace ; dans cette somme Σ doivent figurer les courants fictifs.

On peut décomposer les courants fictifs en courants élémentaires, sans changer la valeur de Ω. Chaque courant élémentaire, entourant un élément $d\omega$, sur une surface de débit nul, a pour intensité $i = M ds$. Le produit $i d\omega$ est égal à $M d\omega ds = M d\tau$. Ces courants, orientés dans un plan perpendiculaire au vecteur de la force magnétique, sont donc exactement définis comme les courants particulaires d'Ampère, équivalents à une aimantation proportionnelle à M. Or l'expérience nous apprend que le magnétisme induit par les courants est représenté par un vecteur parallèle et proportionnel à M. On démontre que nos courants fictifs jouent, au point de vue des attractions et des courants induits, le même rôle que des courants réels. Leur existence suffit donc à interpréter l'induction du magnétisme par les courants. Ce phénomène résulte des valeurs différentes de h^2 dans le corps magnétique et dans le diélectrique ; selon le signe de $h_1^2 - h_2^2$, le corps considéré sera magnétique ou diamagnétique par rapport à l'air où il est plongé.

20° *Magnétisme permanent.* — On passe des formules du magnétisme induit à celles du magnétisme permanent en remplaçant, dans l'expression de l'énergie potentielle, le vecteur (A, B, C) par un vecteur $(A + \alpha,\ B + \beta,\ C + \gamma)$, α, β, γ étant des paramètres caractéristiques de l'aimantation permanente. Cette modification à la formule de l'énergie résulte de la dyssymétrie des molécules ; le minimum d'énergie ne correspond plus à la valeur zéro du vecteur (A, B, C).

VIII. — PROPAGATION DES PERTURBATIONS ÉLECTRIQUES.

21° *Formule générale de propagation d'une perturbation quelconque.* — En chaque point (ξ, η, ζ), d'un corps, soit a une fonction des coordonnées (x, y, z) des points matériels voisins, de leurs vitesses et des forces qui leur sont appliquées. Si une condition d'équilibre stable est $a = C^{te}$, de petites variations de a troubleront l'équilibre, et ce trouble se propagera de proche en proche dans tout le corps. On démontre que l'équation générale de cette propagation est $\left(\text{en désignant par } b \text{ la dérivée } \frac{da}{dt}\right)$:

$$\begin{aligned}\frac{d^2a}{dt^2} = {} & \alpha_\xi \frac{\partial a}{\partial \xi} + \alpha_\eta \frac{\partial a}{\partial \eta} + \alpha_\zeta \frac{\partial a}{\partial \zeta} \\ & + \beta_\xi \frac{\partial b}{\partial \xi} + \beta_\eta \frac{\partial b}{\partial \eta} + \beta_\zeta \frac{\partial b}{\partial \zeta} \\ & + A_\xi \frac{\partial^2 a}{\partial \xi^2} + A_\eta \frac{\partial^2 a}{\partial \eta^2} + A_\zeta \frac{\partial^2 a}{\partial \zeta^2} \\ & + B_\xi \frac{\partial^2 b}{\partial \xi^2} + B_\eta \frac{\partial^2 b}{\partial \eta^2} + B_\zeta \frac{\partial^2 b}{\partial \zeta^2} \\ & + 2C_{\xi\eta} \frac{\partial^2 a}{\partial \xi \partial \eta} + \cdots \\ & + 2D_{\xi\eta} \frac{\partial^2 b}{\partial \xi \partial \eta} + \cdots \\ & + E_{\xi 2} \left(\frac{\partial a}{\partial \xi}\right)^2 + \cdots + 2E_{\xi\eta} \frac{\partial a}{\partial \xi} \frac{\partial a}{\partial \eta} + \cdots \\ & + F_{\xi 2} \left(\frac{\partial b}{\partial \xi}\right)^2 + \cdots + 2F_{\xi\eta} \frac{\partial b}{\partial \xi} \frac{\partial b}{\partial \eta} + \cdots \\ & + 2H_{\xi 2} \frac{\partial a}{\partial \xi} \frac{\partial b}{\partial \xi} + \cdots + 2H_{\xi\eta} \frac{\partial a}{\partial \xi} \frac{\partial b}{\partial \eta} + \cdots\end{aligned}$$

où les α, β, A, B, C, D, ..., sont des coefficients caractéristiques du corps considéré.

Si les variations de a sont très petites, les termes en $\left(\frac{\partial a}{\partial \xi}\right)^2$, $\frac{\partial a}{\partial \xi} \frac{\partial b}{\partial \xi}$, etc., disparaissent.

Moyennant certaines conditions de symétrie du corps ou de la perturbation, et notamment dans la propagation d'une onde plane, l'équation se réduit à

$$\frac{\partial^2 a}{\partial t^2} = A \frac{\partial^2 a}{\partial \xi^2} + B \frac{\partial^2 b}{\partial \xi^2}$$

qui donne en intégrant

$$a = C \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{\xi}{\lambda}\right) e^{\gamma t}.$$

Si l'origine des troubles de l'équilibre est une perturbation oscillante de période τ, cette équation deviendra :

$$a = C \sin 2\pi \left(\frac{t}{\tau} - \frac{\xi}{\lambda}\right) (e^{\gamma t} + e^{\gamma(t-\tau)} + e^{\gamma(t-2\tau)} + \dots + e^{\gamma(t-n\tau)}).$$

Cette série ayant une valeur constante quand n est très grand peut être considérée comme un coefficient constant, et se confond avec C.

La même formule peut s'appliquer si le trouble de l'équilibre est déterminé par la variation de deux fonctions a_1, a_2, si, par exemple, il s'agit d'un vecteur défini par sa grandeur et sa direction dans le plan de l'onde. Si le corps est doué de la dyssymétrie magnétique, on retombe immédiatement sur les équations de la rotation magnétique du plan de polarisation.

22° *Propagation des perturbations électriques.* — Ces équations générales s'appliquent aux perturbations électriques, à l'induction par les charges statiques ou par les courants, aussi bien qu'aux décharges oscillantes ; mais il faut que le trouble initial soit périodique, pour que des ondulations durables se produisent dans le diélectrique. Un caractère spécial aux perturbations électriques est leur vitesse de propagation, égale au rapport des unités électromagnétique et électrostatique.

Nous avons vu que l'énergie potentielle empruntée d'un élément de volume $d\tau$ du diélectrique, est $h^2 (A^2 + B^2 + C^2)\, d\tau$. Si on emploie l'unité électromagnétique, elle devient $\frac{h^2}{8\pi} (A^2 + B^2 + C^2)\, d\tau$, h^2 étant ici le rapport des deux unités électriques. Le vecteur (A, B, C) est le débit R d'électricité, multiplié par 4π. Si on appelle σ la charge transmise et u la vitesse, on peut remplacer R par σu, et l'expression de l'énergie électrodynamique devient $2\pi h^2 \sigma^2 u^2 d\tau$. Nous admettrons que cette expression, établie pour l'état permanent demeure valable pour l'état variable.

L'énergie statique pour la charge σ est $2\pi\sigma^2 d\tau$. Nous admettrons que ces deux quantités d'énergie s'ajoutent, de sorte que l'énergie

potentielle, dans un volume $d\tau$ de diélectrique, est:

$$2\pi\sigma^2 (1 + h^2u^2)\, d\tau.$$

Cette énergie potentielle est fournie par la source électrique. En même temps cette source dissipe en chaleur une partie de son énergie. Soit μ le rapport inconnu entre l'énergie électrique dépensée par la source et l'énergie statique du diélectrique. La quantité d'énergie dissipée en chaleur sera :

$$(\mu - 1)\, 2\pi \int \sigma^2 d\tau - 2\pi h^2 \int u^2\sigma^2 d\tau,$$

ou, en admettant une vitesse uniforme dans toute l'étendue du diélectrique,

$$2\pi (\mu - 1 - h^2u^2) \int \sigma^2 d\tau.$$

Nous appliquerons ici le principe de la vitesse maxima de dissipation de l'énergie. Parmi un nombre infini de mécanismes, celui qui s'établira effectivement sera celui qui rend maxima l'énergie dissipée dans un temps t.

Nous supposerons une variation virtuelle de la vitesse de propagation u, et nous chercherons la condition pour que la variation correspondante de l'énergie dissipée soit nulle.

Si on prend comme donnée le mode spécial de perturbation, par exemple l'envoi d'une décharge dans un fil, l'intégrale $\int \sigma^2 d\tau$ prendra, au bout d'un temps t, une valeur dépendant de u; s'il s'agit d'une onde plane, cette valeur sera proportionnelle à u, soit Pu. L'énergie dissipée en chaleur sera donc $2\pi (\mu - 1 - h^2u^2) Pu$, et la quantité à rendre maxima est $(\mu - 1)u - h^2u^3$.

Pour l'évaluation de μ, il nous faut calculer l'énergie potentielle du système électrisé. Nous abandonnerons ici le mode de calcul consistant à faire la somme de l'énergie empruntée par le diélectrique, qui nous a donné la formule $2\pi \int \sigma^2 d\tau$.

On arrive au même résultat par la formule $\Sigma \int H de$, où le signe Σ est étendu à toutes les fractions des conducteurs dans lesquels s'est déchargée la source électrique; l'intégrale $\int H de$ représente

l'énergie fournie à un conducteur pendant la charge, en partant du potentiel zéro et de la charge zéro jusqu'au potentiel H et la charge e. En première approximation, on peut remplacer $\int H de$ par $\frac{1}{2} He$, formule qui est rigoureuse à l'état statique. $\frac{1}{2} \Sigma He$ est donc l'énergie électrostatique cédée par la source aux corps voisins. Cette source, au potentiel H_0, perd une quantité d'électricité H_0E, et le rapport μ est la valeur de $\frac{H_0E}{\frac{1}{2}\Sigma He}$, avec la condition $\Sigma(e) = E$.

Pour calculer ΣHe, il nous faudrait avoir la loi de variation de H en fonction de e. Ce serait une erreur de chercher une relation entre H et e en faisant intervenir la capacité des conducteurs. C'est seulement à l'état statique qu'il y a une capacité, c'est-à-dire un rapport constant entre le potentiel et la charge d'un conducteur ; pendant la propagation de l'onde, le potentiel $H = \frac{\partial P}{\partial e}$ dépend non seulement de la charge e du conducteur, mais encore de toutes les charges e dans les conducteurs voisins et de toutes les densités σ dans le diélectrique environnant. Pendant la décharge dans un fil indéfini, nous ne savons rien sur la valeur du potentiel H en chaque point du fil, sinon que le potentiel est H_0 à la source et qu'il est zéro au point extrême atteint par l'onde électrique.

Puisque l'électricité se transmet avec une vitesse uniforme, des quantités égales d'électricité, de, correspondent à des abscisses égales, dx, le long du fil.

Quant à la loi de variation de H en fonction de x, il semble bien qu'on ne puisse hésiter qu'entre deux lois simples :

1° Une variation linéaire :

$$H = H_0 - mx,$$

avec $m = \frac{H_0}{x_1}$ quand l'électricité s'est propagée jusqu'à la distance x_1. Il en résulte

$$\begin{aligned}\frac{1}{2}\int H dx &= \frac{1}{2}\frac{de}{dx}\int H dx = \frac{1}{2}\frac{de}{dx}\int (H_0 - mx)\, dx \\ &= \frac{1}{2}\frac{de}{dx}\left(H_0 x_1 - m\frac{x_1^2}{2}\right) = \frac{1}{4}\frac{de}{dx} H_0 x_1 \\ &= \frac{1}{4} H_0 E ;\end{aligned}$$

2° Une variation sinusoïdale satisfaisant à l'équation

$$\frac{d^2H}{dt^2} = A \frac{d^2H}{dx^2},$$

puisque la condition d'équilibre dans le fil est $H = C^{te}$.

La fonction sinusoïdale, oscillant entre H_0 et zéro, sera

$$H = \frac{H_0}{2}\left(1 + \cos 2\pi \frac{x}{a}\right).$$

D'où

$$\frac{1}{2}\int Hde = \frac{1}{2}\frac{de}{dx}\frac{H_0}{2}\int dx\left(1 + \cos 2\pi \frac{x}{a}\right).$$

Si x est très grand par rapport à a, l'intégrale $\int \cos 2\pi \frac{x}{a} dx$ devient négligeable par rapport à x, et l'on a encore

$$\frac{1}{2}\int Hde = \frac{1}{4} H_0E.$$

Les deux hypothèses sur la loi de variation de H nous donnent $\mu = 4$.

La fonction de u à rendre maxima devient :

$$3u - h^2u^3.$$

Le maximum est obtenu pour $u^2 = \frac{1}{h^2}$.

Le rapport des unités, h, est l'inverse de la vitesse u de propagation des ondes.

LA PRESSION HYDROSTATIQUE ET LES DEUX ÉQUATIONS D'ÉTAT DE LA COUCHE CAPILLAIRE;

Par M. GERRIT BAKKER.

§ 1. — *Pression hydrostatique normale à la surface de la couche capillaire*[1]. — La phase homogène d'un fluide à une température donnée est déterminée à l'état d'équilibre par la pression p et le volume spécifique v ; la relation entre p et v s'appelle l'*équation d'état.*

(1) Nous supposerons comme toujours que la couche capillaire est plane et qu'elle se trouve entre les phases homogènes du liquide et de la vapeur.

Nous avons vu que la pression *en un point intérieur de la couche capillaire* dépend de la direction [1]; par suite, l'état d'équilibre d'un point de la couche capillaire n'est pas, comme celui d'une phase homogène, déterminé par la densité et une pression unique.

On peut démontrer de la manière suivante que la pression hydrostatique est maxima normalement à la couche capillaire, minima parallèlement à celle-ci, la valeur maxima étant la même pour tous les points de la couche et égale à la pression de la vapeur saturée A cet effet, adoptons un système d'axes de coordonnées rectangulaires, l'axe des z étant normal à la surface de la couche capillaire. Soient p_{xx}, p'_{yy}, p_{zz}, les pressions connues de la théorie de l'élasticité; lorsqu'on fait abstraction des forces extérieures, on a :

$$\frac{dp_{xx}}{dx} + \frac{dp_{yy}}{dy} + \frac{dp_{zz}}{dz} = 0.$$

Dans la direction des axes des x et des y, le gradient des propriétés de la couche capillaire est nul ; donc :

$$\frac{dp_{xx}}{dx} = 0 \qquad \text{et} \qquad \frac{dp_{yy}}{dy} = 0 ; \qquad \text{par suite,} \qquad \frac{dp_{zz}}{dz} = 0.$$

Dans les phases homogènes qui limitent la couche capillaire, on a :

$$p_{xx} = p_{yy} = p_{zz} = \text{pression de la vapeur saturée} = p_1 ;$$

donc, en un point de la couche capillaire, on a aussi :

$$p_{zz} = C^{te} = p_1 = \text{pression de la vapeur saturée.}$$

§ 2. — *Pression hydrostatique parallèle à la surface de la couche capillaire.* — Si l'on représente par $-f\frac{e^{-\frac{r}{\lambda}}}{r}$ la force attractive de deux éléments de volume placés à la distance r, on trouve pour les cohésions S_1 et S_2 respectivement normale et parallèle à la surface de la couche capillaire [2] :

$$(1) \quad S_1 = -\frac{1}{8\pi f}\left\{\left(\frac{dV}{dh}\right)^2 - \frac{V^2}{\lambda^2}\right\} \quad \text{et} \quad S_2 = \frac{1}{8\pi f}\left\{\left(\frac{dV}{dh}\right)^2 + \frac{V^2}{\lambda^2}\right\}.$$

Dans ces expressions, V est le potentiel des forces d'attraction

(1) *J. de Phys.*, 3e série, t. IX, p. 400 ; 1900.
(2) *J. de Phys.*, 3e série, t. IX, p. 400 ; 1900.

et dh la différentielle de l'élément de normale h à la surface de la couche capillaire.

Dans toute direction, la pression hydrostatique est la différence entre la pression thermique θ et la cohésion S :

$$(1a) \qquad p_1 = \theta - S_1 \quad \text{et} \quad p_2 = \theta - S_2;$$

d'où [1] :

$$(2) \qquad p_1 - p_2 = S_2 - S_1 = \frac{1}{4\pi f}\left(\frac{dV}{dh}\right)^2.$$

A température donnée, la pression p_1 de la vapeur saturée est une constante ; on aura donc en différentiant (2) :

$$(3) \qquad \frac{dp_2}{dh} = -\frac{1}{2\pi f}\frac{dV}{dh}\frac{d^2V}{dh^2};$$

soit μ le potentiel thermodynamique d'une phase homogène de densité égale à celle du point considéré de la couche capillaire; on sait que l'on a [2] :

$$(4) \qquad \lambda^2 \frac{d^2V}{dh^2} = \mu_1 - \mu,$$

l'indice 1 se rapportant à la phase homogène liquide. En éliminant $\frac{d^2V}{dh^2}$ entre les équations (3) et (4), il vient en remarquant que $2\pi f\lambda^2 = a$ est le coefficient de la pression moléculaire de Laplace [3] :

$$(5) \qquad \frac{dp_2}{dh} = \frac{1}{2\pi f\lambda^2}\frac{dV}{dh}(\mu - \mu_1) = \frac{1}{a}\frac{dV}{dh}(\mu - \mu_1).$$

Si l'on remarque que la pression thermique θ [4] donne :

$$d\theta = -\rho dV = -\frac{1}{v}dV,$$

on a :

$$\frac{dp_2}{dh} = -\frac{v}{a}\frac{d\theta}{dh}(\mu - \mu_1).$$

---

(1) *J. de Phys.*, 4e série, t. I, p. 108 ; 1902. — Par erreur, il y est écrit : « en se servant de la fonction potentielle $-f\frac{e^{-qr}}{r}$, *soit d'une manière générale.* » Il faut supprimer les mots mis en italiques.

(2) *J. de Phys.*, 4e série, t. I, p. 101 ; 1902.

(3) *J. de Phys.*, 4e série, t. IV, p. 101 ; 1905.

(4) *J. de Phys.*, 4e série, t. I, p. 108 ; 1902 ; et 3e série, t. VIII, p. 547 ; 1899. — Voir aussi *Zeitschr. für phys. Chem.*, 14, 3, p. 448 ; 1894.

En adoptant la formule de Van der Waals pour la pression thermique, $\theta = \frac{RT}{v - b}$, d'où par suite on a :

$$(6) \qquad \frac{dp_2}{dh} = \frac{RTv}{a(v-b)^2}\frac{dv}{dh}(\mu - \mu_1).$$

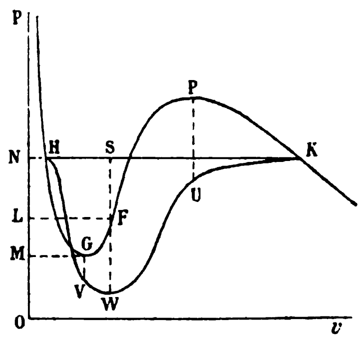


Fig. 1.

Or j'ai démontré (1) que $\frac{d\rho}{dh}$ est négatif pour tout point de la couche capillaire ; comme $v = \frac{1}{\rho}$, il s'ensuit $\frac{dv}{dh} > 0$; $\frac{dp_2}{dh}$ a donc le même signe que $\mu - \mu_1$. Considérons l'isotherme théorique de James Thomson et la partie rectiligne de l'isotherme réelle HK. Soit F le point qui satisfait à la condition :

surface NHGMN = surface LFGML.

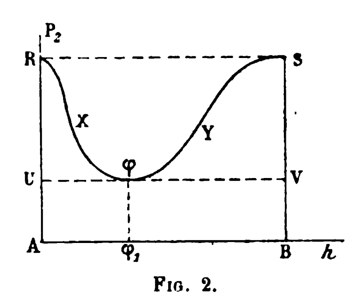


Fig. 2.

Aux points H, K et F, le potentiel thermodynamique a la même

(1) *Annalen der Physik*, 4e série, t. XVII, p. 477 et 478 ; 1905.

valeur μ_1 ; par conséquent, aux points de la couche capillaire où la densité est identique à celle des points H, K et F, $\frac{dp_2}{dh} = 0$.

Considérons la *fig.* 2, qui représente la variation en fonction de h de la pression p_2 parallèle à la surface de la couche capillaire. AB représente l'épaisseur de la couche capillaire ; en A et B, on doit avoir $p_2 = p_1 = AR = BS$. Le point correspond au point F de l'isotherme théorique, car $\frac{dp_2}{dh} = 0$.

Entre R et Q il doit y avoir un point d'inflexion X; entre S et Q, il y a un autre point d'inflexion Y.

La constante capillaire H, de Laplace étant donnée, comme je l'ai montré (1) par la relation :

$$H = \int_1^2 (p_1 - p_2)\, dh, \tag{7}$$

est représentée par l'aire RXQYSR. Je dis que cette aire équivaut à la moitié du rectangle RUVS. En effet, soit p la pression correspondant au point F de la *fig.* 1 (point Q de la *fig.* 2), j'ai trouvé la relation (2) :

$$p = \frac{p_1 + p_3}{2}, \tag{8}$$

p_3 étant la valeur minima des pressions p_2. De plus, on a (3) :

$$p = \frac{1}{h} \int_1^2 p_2 dh.$$

Il s'ensuit :

$$H = (p_1 - p) h = \frac{1}{2} (p_1 - p_3) h, \tag{9}$$

ce qui démontre la proposition énoncée plus haut.

§ 3. — *Les deux équations d'état de la couche capillaire.* — Si on veut rattacher les propriétés de la couche capillaire à celles de l'isotherme théorique, il ne faut pas exprimer p_2 en fonction de h, mais, au contraire, en fonction du volume spécifique $v = \frac{1}{e}$; c'est ce que

(1) *J. de Phys.*, 3e série, t. IX, p. 403; 1900.
(2) *J. de Phys.*, 4e série, t. V, p. 104 [l'équation (14*a*)] ; 1906.
(3) *J. de Phys.*, 4e série, t. II, p. 358 [équation (7)]; 1903.

nous allons faire maintenant. Des expressions (1) et (1a), on tire :

$$(10) \qquad \frac{p_1 + p_2}{2} = \theta - \frac{V^2}{8\pi f \lambda^2} = \theta - \frac{V^2}{4a}.$$

D'autre part, on a, en adoptant pour θ l'expression de Van der Waals :

$$dV = -\frac{1}{\rho}\, d\theta = -\, v d\theta = -\, v d\, \frac{RT}{v - b},$$

d'où, en intégrant par parties, et l'indice 1 se rapportant à la phase homogène du liquide :

$$V - V_1 = RT \mathcal{L} \frac{v - b}{v_1 - b} - RT \left(\frac{v}{v - b} - \frac{v_1}{v_1 - b} \right).$$

Remplaçons dans (10) V par sa valeur en fonction de v et remarquons que :

$$V_1 = -\, 2a\rho_1 = -\frac{2a}{v_1};$$

il vient :

$$(11) \quad \frac{p_1 + p_2}{2} = \frac{RT}{v - b} - \frac{1}{4a} \left\{ RT \mathcal{L} \frac{v - b}{v_1 - b} + RTb \frac{v - v_1}{(v - b)(v_1 - b)} - \frac{2a}{v_1} \right\}.$$

A température constante, l'équation (11) donne la relation qui existe entre p_2 et v.

Si l'on représente les deux phases homogènes du liquide et de la vapeur saturée par l'équation classique de Van der Waals :

$$p = \frac{RT}{v - b} - \frac{a}{v^2},$$

l'état d'un point à l'intérieur de la couche capillaire est donné par (11) et par

$$p_1 = C^{te} = \text{pression de la vapeur saturée,}$$

la première équation se rapportant à une direction parallèle, la seconde à une direction normale à la surface de la couche capillaire.

On pourrait refaire les calculs précédents en utilisant les équations d'état de Boltzmann, Reinganum, van Laar et Jaeger.

L'équation (11) ne se prêtant pas facilement à la discussion, nous allons étudier directement les quotients différentiels $\frac{dp_2}{dv}$ et $\frac{d^2p_2}{dv^2}$.

L'équation (6) peut s'écrire :

$$(12) \qquad \frac{dp_2}{dv} = \frac{RTv}{a(v-b)^2}(\mu - \mu_1);$$

$\frac{dp_2}{dv}$ a donc le même signe que $\mu - \mu_1$; il s'ensuit que $\frac{dp_2}{dv}$, qui est nul aux points H, F et K de l'isotherme théorique (*fig.* 1), est négatif pour les points compris entre H et F et positif pour les points compris entre F et K.

Différentions les deux membres de (12), il vient :

$$(13) \qquad \frac{d^2p_2}{dv^2} = \frac{RT}{a(v-b)^2}\left\{v^2\frac{dp}{dv} - \frac{v+b}{v-b}(\mu - \mu_1)\right\}.$$

Aux points G et P de l'isotherme théorique (*fig.* 1) où $\frac{dp}{dv} = o$,

$$\frac{d^2p_2}{dv^2} = \frac{RT}{a}\frac{v+b}{(v-b)^2}(\mu - \mu_1).$$

Au point G, $\mu_1 - \mu = \int v dp > o$, donc $\frac{d^2p_2}{dv_2} < o$. La courbe HYWUK qui représente p_2 en fonction de v (*fig.* 1) est donc, en V, convexe vers l'axe des volumes. Or, en H, la tangente à cette courbe doit être parallèle à l'axe des volumes ; la courbe a donc un point d'inflexion entre H et V. On démontre pareillement que la courbe a encore un point d'inflexion entre W et U.

Rappelons d'ailleurs que l'on a WF = FS [1], ce que l'on peut voir immédiatement en remplaçant dans (10) θ par $p + a\rho^2$, et en remarquant que pour un point de la couche capillaire ayant même densité que le point F (*fig.* 1), $V = -2a\rho$.

En effet, pour tous les points de la couche, on a [2] :

$$\mu_1 - \mu = V + 2a\rho;$$

or, au point F, $\mu = \mu_1$, donc : $V = -2a\rho$.

---

(1) *J. de Phys.*, 3e série, t. IX, p. 104 [équation (14a)].
(2) *J. de Phys.*, 4e série, t. II, p. 364 ; 1903.

COMPTES RENDUS DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES;

T. CXLII; 1er trimestre 1906.

J. RENAUX. — Contribution à l'étude des écrans photographiques. — P. 38.

Théorie montrant tout le parti que l'on peut tirer de l'emploi judicieux de certains colorants pour la fabrication des écrans photographiques.

CH. NORDMANN. — Recherches sur le champ électrique terrestre, exécutées à l'occasion de l'éclipse totale du 30 août 1905. — P. 40.

La variation diurne du champ électrique terrestre est sensiblement sinusoïdale avec un maximum à quatre heures du soir et un minimum vers cinq heures du matin ; il y a un petit maximum secondaire moins d'une heure après le coucher du soleil. Le jour de l'éclipse, pendant toute sa durée, la valeur du champ a toujours été supérieure à la valeur moyenne observée les autres jours, et le maximum du champ a coïncidé avec le minimum absolu relevé sur la courbe des ions positifs.

CH. MOUREU. — Sur la détermination des gaz rares dans les mélanges gazeux naturels. — P. 44.

Description et marche de l'appareil qui sert à cette détermination. Le gaz naturel, après avoir longtemps séjourné sur de la potasse aqueuse, puis fondue, est chauffé au rouge en présence d'un mélange de chaux anhydre et de magnésium qui fixe l'oxygène et l'azote. Les gaz ou vapeurs combustibles sont brûlés par de l'oxyde de cuivre et les produits de la combustion absorbés par de la chaux sodée et de l'anhydride phosphorique. Le résidu gazeux est constitué par les gaz rares ; leur étude spectroscopique se fait à la façon habituelle avec un tube de Plucher rempli du mélange de ces gaz à la pression d'environ 4 millimètres.

G. LIPPMANN. — Sur une méthode permettant de déterminer la constante d'un électrodynamomètre absolu à l'aide d'un phénomène d'induction. — P. 69.

L'auteur montre qu'on peut déterminer facilement la constante d'un électrodynamomètre absolu à l'aide d'une mesure de résistance et d'un coefficient de self-induction, ce qui revient à constater l'équilibre d'un galvanomètre et à mesurer, soit un angle, soit une longueur.

P. VAILLANT. — Sur les variations avec la température des spectres d'émission de quelques lampes électriques. — P. 81.

On sait que, pour un solide, l'intensité lumineuse croît d'autant plus vite avec la température que la longueur d'onde est plus courte. Au contraire, pour la lampe Cooper-Hewitt, l'intensité lumineuse croît d'autant plus vite avec la puissance qui lui est fournie que la longueur d'onde est plus courte; cela provient peut-être de ce que la masse de mercure vaporisée diminuant quand la puissance absorbée diminue, la vapeur de ce métal est portée à température d'autant plus élevée que la dépense de la lampe est plus faible. L'auteur étudie, en outre, les variations, avec l'énergie fournie, de la composition et de l'intensité de la lumière émise par les lampes Nernst, au tantale ou à filament de carbone.

TH. MOUREAUX. — Sur la valeur des éléments magnétiques à l'observatoire du Val-Joyeux au 1er janvier 1906. — P. 115.

Éléments.	Valeurs absolues au 1er janvier 1906.	Variation séculaire.
Déclinaison occidentale...	14°53 73	— 3 96
Inclinaison...............	64° 48 8	— 2 3
Composante horizontale...	0,19729	+ 0,00005
Composante verticale.....	0,41951	— 0,00064
Composante Nord........	0,19066	+ 0,00011
Composante Ouest........	0,05071	— 0,00021
Force totale..............	0,46359	— 0,00055

MASCART. — Sur les rayons N. — P. 122.

Exposé des expériences concordantes faites par quatre observa-

teurs sur la réfraction, dans un prisme d'aluminium, des rayons N émis par une lampe Nernst.

C. GUTTON. — Expériences photographiques sur l'action des rayons N sur une étincelle oscillante. — P. 145.

Description du dispositif adopté. Les résultats obtenus confirment nettement l'existence d'une modification intime de l'étincelle par les rayons N, déjà observée par M. Blondlot.

I. RÉVILLIOD. — Sur la répartition des courants électriques dans un réseau. — P. 151.

Démonstration du théorème suivant : dans tout réseau conducteur alimenté par des sources d'électricité, le double du travail de ces sources diminué de l'effet Joule total est maximum.

Cette condition de maximum, équivalant aux équations de Kirchhoff, donne la répartition des courants.

J. de ROHAN-CHABOT. — Sur la soupape parhydrique. — P. 153.

Cet appareil a pour but d'éviter les retours d'eau quand on fait le vide à la trompe à eau. Il se compose d'un flotteur, concave à sa partie supérieure et recouvert d'une membrane. Si la pression diminue dans la canalisation, l'eau remonte dans l'appareil; le flotteur met alors en contact la membrane avec un tube rodé, qui s'applique exactement, et le mouvement de l'eau est arrêté.

J. CHAUDIER. — Sur la polarisation elliptique produite par les liqueurs mixtes. — P. 201.

Les liqueurs mixtes sont constituées par certaines substances cristallisées, disséminées sous forme de particules dans des liquides mauvais conducteurs. Soumises à l'effet directeur d'un champ électrique ou magnétique uniforme, elles polarisent elliptiquement la lumière; le retard, qui est proportionnel à l'épaisseur de liquide traversée par la lumière, croît rapidement avec l'intensité du champ pour se fixer enfin à une valeur constante et dépend du constituant

liquide. La pesanteur a des effets analogues à ceux des champs magnétique ou électrique ; mais ils sont beaucoup plus faibles et ne se prêtent qu'à une étude qualitative.

C. DE WATTEVILLE. — Sur le spectre de flamme du mercure. — P. 269.

L'auteur a réussi à obtenir, par le dispositif de pulvérisation de M. Gouy, avec l'acétate, le nitrate ou le cyanure de mercure, un spectre qui se compose d'une seule raie 2536,72, mesurée déjà par Kayser et Runge dans le spectre d'arc de ce métal ; il fait remarquer que l'absence des raies du mercure dans le spectre solaire ne peut pas faire conclure à l'absence de ce métal, car celui-ci peut être dans des conditions telles qu'il n'émette que la raie indiquée plus haut, raie qui se trouve dans la partie du spectre absorbée par l'atmosphère terrestre.

A. BROCA et TURCHINI. — Sur la durée de la décharge dans un tube à rayons X. — P. 271 et 445.

BERNARD BRUNHES. — P. 391.

On peut établir, à l'aide de certaines hypothèses et de mesures électriques, que la durée de décharge dans un tube à rayons X varie entre $6{,}7 \cdot 10^{-4}$ secondes, pour un tube d'étincelle équivalente de 6 centimètres, et $5 \cdot 10^{-4}$ secondes, pour un tube d'étincelle équivalente de 10 centimètres et plus. La durée de la décharge n'augmente donc plus à partir de 10 centimètres d'étincelle, ce qui est d'accord avec les expériences de Turchini [1], qui montrent que la puissance des rayons X émis par un tube est indépendante de la longueur de l'étincelle équivalente au delà de 10 centimètres.

La photographie avec l'aide d'un miroir tournant montre de même un début brusque de la décharge, qui reste relativement forte pendant $2{,}5 \cdot 10^{-4}$ secondes, puis continue beaucoup plus faible, pour se terminer au bout de $8 \cdot 10^{-4}$ secondes.

M. Brunhes [2] rappelle les expériences qu'il a faites au sujet de la durée de l'action des rayons X, qui l'ont aussi conduit à des valeurs de l'ordre du dix-millième de seconde.

---

(1) Voir *C. R.*, 15 mai 1905.
(2) Voir *C. R.*, t. CXXX, p. 1007.

Mme CURIE. — Sur la diminution de la radioactivité du polonium avec le temps. — P. 273.

L'intensité du rayonnement du polonium diminue en fonction du temps suivant une loi exponentielle simple : $I = I_0 e^{-at}$ où $a = 0{,}00495$, si t est exprimé en jours. La valeur de la constante a, caractéristique d'une substance radioactive, est la même que celle trouvée par Marckwald pour le radiotellure ; le radiotellure et le polonium sont donc le même corps.

D. EGINITIS. — Résultats des observations magnétiques faites à l'observatoire d'Athènes pendant les années 1900-1903. — P. 361.

Tableau des valeurs moyennes des constantes magnétiques pendant quatre années ; indication de leur variation diurne.

H. BECQUEREL. — Sur quelques propriétés des rayons α émis par le radium et par les corps activés par l'émanation du radium. — P. 365.

Les expériences de l'auteur confirment que les rayons α du radium, de même que les rayons α des corps activés par son émanation, subissent un ralentissement quand ils traversent une feuille d'aluminium, ainsi que l'avait observé Rutherford ; ce ralentissement s'observe par une augmentation de la courbure circulaire de la trajectoire que ces rayons décrivent.

G. MOREAU. — Sur la recombinaison des ions des vapeurs salines. — P. 392.

A une température donnée, le coefficient de recombinaison des ions des vapeurs salines varie sensiblement comme l'inverse de la racine carrée de la concentration : il diminue à mesure que la température baisse.

Les mobilités de ces ions sont comprises, pour le champ de 1 volt par centimètre, entre $0^{cm},08$ et $0^{cm},31$ à 80° et entre $0^{cm},13$ et $0^{cm},03$ à 15°. D'où l'on peut conclure que les ions des vapeurs salines, pour les températures comprises entre 170° et 0°, se classent entre les ions des gaz ordinaires et les gros ions du phosphore. A mesure que la température s'élève, leur masse diminue et, dans une

flamme, ils deviennent comparables, pour l'ion négatif, aux particules catodiques, et, pour l'ion positif, à l'atome d'hydrogène.

GAIFFE. — Sur un procédé pour la mesure de la quantité totale de rayons X émis dans un temps donné. — P. 447.

Le dispositif consiste à interposer, entre la source et une pastille de platinocyanure de baryum ou autre corps fluorescent destructible par l'action des rayons X, une ou plusieurs caches de transparence inégale à ces rayons. Si ces transparences sont calculées de façon que les régions protégées se confondent comme intensité lumineuse avec la région non protégée, pour une qualité de rayons X émis dans un temps donné déterminé au préalable, on pourra ensuite connaître la quantité de rayons X reçue par la pastille d'après son aspect, et en déduire facilement celle reçue par tout patient soumis aux rayons.

F. DIENERT et E. BOUQUET. — Sur la radioactivité des sources d'eau potable. — P. 449.

Étude des sources de l'Avre, qui sont faiblement radioactives.

J. BOUSSINESQ. — Propagation du mouvement autour d'un centre dans un milieu élastique, homogène et isotrope; étude de l'onde corrélative aux variations de densité. — P. 480.

Théorie mathématique.

IVAN FREDHOLM. — Sur la théorie des spectres. — P. 507.

Étude d'un système mécanique dont les vibrations fondamentales obéissent à des lois identiques à celles trouvées pour les vibrations des raies spectrales de l'hydrogène et de certaines raies d'autres éléments.

L. FREDEY. — Sur la signification exacte du principe de Carnot. — P. 513.

Intéressante étude philosophique. Considération des systèmes ordonnés et non ordonnés. Décomposition et possibilité de forma-

tion d'un système. Extension du principe de Carnot qui peut devenir le principe d'inertie envisagé dans son application aux groupements, s'opposant à tout retour spontané des phénomènes, tout en admettant tous les genres de répétition par action réciproque des choses.

B. BAILLAUD et E. MATHIAS. — Sur la carte magnétique des Iles Britanniques. — P. 555.

Il est facile d'avoir une solution simple et rigoureuse du problème de la distribution magnétique dans un pays en prenant comme station de référence une station quelconque et en rapportant les éléments géographiques et magnétiques des autres stations centrales aux éléments correspondants de la station de référence; le calcul de ces éléments se fera à l'aide d'un développement parabolique du second degré en fonction de la latitude et de la longitude géographiques.

Application au réseau magnétique anglais.

A. PEROT. — Sur la mesure des pertes de phase par réflexion. — P. 567.

Sur le trajet de la lumière fournie par un arc jaillissant entre des baguettes de fer, on intercale une lame mince prismatique argentée dont on projette l'image sur la fente d'un puissant spectroscope. L'ensemble des points, pour un λ donné, pour qui la différence de marche est un nombre entier de longueur d'onde, constitue alors des franges brillantes fines, en général inclinées. Dans le spectre, une ligne normale à ces franges définira le lieu des images d'un point de la fente, correspondant par conséquent à la même épaisseur e traversée. Les parties fractionnaires de l'ordre d'interférence des longueurs d'onde correspondant aux points d'intersection de cette droite avec deux franges voisines permettront facilement la mesure des pertes de phase.

A. DEBIERNE. — Sur les phénomènes de phosphorescence. — P. 569.

L'auteur pense que les phénomènes de phosphorescence caractérisent des transformations particulières de la matière; lorsqu'une

radiation excite la phosphorescence d'un corps, celui-ci se transforme en substance particulière, colorée ou non, peu stable, et qui peut se détruire, soit spontanément, soit sous l'influence de la chaleur. On explique ainsi les différents phénomènes observés.

C. NORDMANN. — Sur les forces électromotrices de contact entre métaux et liquides et sur un perfectionnement de l'ionographe. — P. 626.

Quand on relie à un électromètre sensible un récipient métallique isolé, d'où s'écoule goutte à goutte par un ajutage en verre un liquide conducteur, l'aiguille dévie progressivement, pour atteindre au bout de quelques minutes une position d'équilibre, stable tant que dure l'écoulement, variable avec la nature du métal et du liquide, et correspondant à une faible fraction de volt. L'auteur montre que ce phénomène est attribuable à la force électromotrice de contact métal-liquide qu'il sera alors facile de mesurer; il indique en outre comment il a perfectionné son ionographe pour le rendre indépendant de cette différence de potentiel au contact, qui varie avec l'état des surfaces et la température.

E. BAILLY. — De la vibration sympathique d'une corde grave à l'appel d'une corde aiguë et des conséquences possibles qui en découlent. — P. 629.

On n'avait jamais admis jusqu'ici qu'un son grave puisse être mis en vibration par un son plus aigu. L'auteur a réussi cependant, sur le piano, à faire vibrer le fa_1 à l'aide de l'ut_3. L'expérience est du reste très délicate à réaliser, et peut donner lieu à une nouvelle théorie de la dynamique du son.

T. BOGGIO. — Nouvelle résolution du problème de l'induction magnétique pour une sphère isotrope. — P. 701.

Solution mathématique simple.

C. TISSOT. — Sur la résistance d'émission d'une antenne. — P. 703.

La résistance d'émission d'une antenne se définit la résistance qu'il faudrait attribuer à l'antenne si elle ne rayonnait pas pour donner à

l'amortissement la valeur qui résulte du rayonnement seul. L'auteur montre comment on peut la déterminer facilement par l'intercalation, en série avec un bolomètre de faible résistance, de résistances non inductives dans l'antenne réceptrice.

H. DESLANDRES. — Méthodes pour la recherche des particules lumineuses mêlées aux gaz de la chromosphère et des protubérances solaires. Application pendant l'éclipse de 1905. — P. 741.

ESQUIROL. — Protubérances solaires à deux couleurs. — P. 757.

Exposé des méthodes à employer, et historique de la question. — Pendant l'éclipse de 1905, les protubérances du Nord-Est, au moins près de leur base, émettaient un spectre continu plus intense que la couronne et étaient plus riches en particules brillantes ; elles présentaient, de plus, une double coloration.

L. MALASSEZ. — Evaluation de la puissance des objectifs microscopiques. — P. 773.

Description de trois procédés différents d'évaluation de la puissance qui conduisent à des résultats expérimentaux concordants.

JEAN BECQUEREL. — Sur les variations des bandes d'absorption d'un cristal dans un champ magnétique. — P. 775.

Les cristaux biréfringents ont plusieurs spectres d'absorption ; les uniaxes, en particulier, ont un spectre ordinaire et un spectre extraordinaire correspondant aux vibrations normales et parallèles à l'axe optique. L'auteur fait une étude assez complète des variations des bandes de ces spectres dans un champ magnétique placé dans des directions différentes par rapport au faisceau lumineux.

J. AMAR. — Osmose gazeuse à travers une membrane colloïdale. — P. 779.

Une membrane colloïdale déterminée (vessie de porc), parfaitement desséchée, se montre imperméable à l'acide carbonique qui arrive par sa face interne, mais elle se laisse traverser quand elle est mouillée ; l'agent de l'osmose gazeuse est donc l'eau d'imprégnation du tissu.

G. MILLOCHAU. — Contribution à l'étude de la décharge intermittente. — P. 781.

L'auteur utilise l'exploseur capillaire, composé de deux fils métalliques de 2 millimètres de diamètre environ, placés en regard et coiffés chacun d'un tube de verre qui présente à l'extrémité une partie capillaire. L'ensemble a la forme d'un V renversé.

On réalise ainsi différentes distances explosives, et on constate que l'on a une décharge intermittente pour un diamètre déterminé du tube.

Les étincelles dont se compose la décharge se répartissent en groupes dont l'ensemble présente une certaine analogie avec le groupement des lignes dans les spectres de bandes. Des masses métalliques, placées au voisinage de l'exploseur, sont le siège de phénomènes d'induction et on peut en tirer des étincelles. Le tout est du reste d'autant plus net et régulier que le diamètre du tube capillaire est plus étroit.

NOGIER. — Nouvelles recherches sur les ampoules productrices de rayons X. — P. 783.

Certaines ampoules ne produisent pas dans l'hémisphère opposé à l'anticatode un champ de rayons X d'intensité sensiblement constante. Dans des tubes très mous, l'intensité est maxima dans une région voisine du bord de l'hémisphère fluorescent vert que l'auteur appelle équateur röntgenien. A partir de cet équateur, le rayonnement décroît jusqu'au point de rencontre de la paroi de l'ampoule avec la normale à l'anticatode, tout en conservant une valeur uniforme suivant des petits cercles parallèles à l'équateur röntgenien.

Ch. FABRY et H. BUISSON. — Sur l'emploi de la lampe Cooper-Hewitt comme source de lumière monochromatique. — P. 785.

Le spectre de cette lampe est identique à celui fourni par les anciens arcs au mercure. La lumière est fixe, d'éclat intrinsèque uniforme. Les raies jaunes et vertes sont assez fines pour donner des interférences observables jusqu'à une différence de marche de 22 centimètres, particulièrement nettes avec les raies jaunes. Toutefois la présence de satellites qui accompagnent les quatre raies intenses du spectre visible empêche l'emploi de ces raies comme étalons fondamentaux. BOIZARD.

G. GRANDQVIST. — Zur Theorie des elektrischen Lichtbogens (Sur la théorie de l'arc électrique). — *Arkiv för Matematik, Astronomi och Fysik*, Stockholm, II, n° 17.

L'auteur rappelle les résultats de ses études antérieures sur les surfaces formant la base de l'arc sur les charbons et les formules indiquant leurs relations avec l'intensité et la tension du courant (1). Il étudie ensuite les variations de tension entre les deux charbons et constate que, dans le cas d'un courant dont l'intensité change, même lentement, cette tension présente elle-même un certain retard sur les variations de la force électromotrice employée. Les caractéristiques dynamiques de variation du courant sont donc différentes de ses caractéristiques statiques.

Cette conclusion est d'accord avec les formules indiquées antérieurement par l'auteur pour les surfaces bases de l'arc et pour les échanges de chaleur entre les charbons. Cela montre l'importance très nette que doivent prendre dans l'étude de l'arc sa conductibilité calorifique et la chute de température d'un charbon à l'autre.

A. Galloti.

A. GEBHARDT. — Ueblr den Dampfdruck von Quecksilber und Natrium (Sur la tension de vapeur du mercure et du sodium). — *Verhandl. der Deutschen Physik Gesellschaft*, VIII, n° 8.

La détermination de ces tensions a été faite par la méthode dynamique en mettant directement en communication par un tube large le manomètre et un récipient où on fait bouillir le métal. M. Gebhardt résume en un tableau le résultat de ses recherches sur le mercure de 130° à 310° en même temps que les chiffres de Ramsay et Young, Hertz, Regnault et ceux plus récents de Jewett (2).

Pour le sodium, il a opéré de 380° à 570°.

Les chiffres de Jewett (de 380 à 420°) présentent pour le sodium un écart très notable que M. Gebhardt explique par ce fait que M. Jewett a opéré dans un récipient en verre dont la vapeur influait sur les indications du manomètre, ce qui ne se produit pas pour les récipients en porcelaine qu'il a utilisés lui-même.

Les résultats pour le potassium sont encore douteux.

A. Gallotti.

(1) Gustaf Grandqvist, *Ueber die Bedeutung des Wärmeleitungsvermögens der Elektroden bei dem elektrischen Lichtbogen* (*Nova Acta Reg. Soc. Sc. Uppsala*, sér. III; 1902).

(2) F.-B. Jewett, *Phil. Mag.*, 6e série, IV, p. 546; 1902.

A. FLECKENSTEIN. — Eigenschaften von Salzlösungen in Gemischen von Alkohol und Wasser (Propriétés des solutions dans les mélanges d'alcool et d'eau) — *Physikalische Zeitschr.*, 6e année, n° 13, p. 419-422.

L'auteur a étudié spécialement la solubilité de l'azotate d'ammonium dans des mélanges d'eau et l'alcool éthylique ou méthylique de titres variables; des courbes de solubilité dans les différents mélanges résument ses recherches.

Incidemment M. Fleckenstein a été amené à étudier la séparation en deux couches déjà signalées dans certaines de ces dissolutions par H. Schiff (1), J. Traube et O. Neuberg (2), et tout récemment par W. Herz et Knoch (3). Pour certaines proportions du mélange d'eau et d'alcool éthylique et à certaines températures, on voit se former deux couches distinctes où l'analyse montre un excès d'alcool pour la couche supérieure et un excès d'eau et de sel pour la couche inférieure. Le phénomène ne s'observe pour chaque richesse alcoolique qu'entre deux températures déterminées; le rapport des volumes des deux couches varie entre ces deux températures et peut passer par un maximum. Enfin on n'observe rien d'analogue avec l'alcool méthylique.

A. GALLOTTI.

A. HESS. — Methode zur Bestimmung der Volumenänderung beim Schmelzen (Méthode pour déterminer le changement de volume qui accompagne la fusion). — *Physik. Zeitschr.*, 6e année, n° 6, p. 186-188.

Les méthodes employées jusqu'à présent ont donné pour beaucoup de corps des résultats douteux souvent même pour le sens de la variation. L'auteur a entrepris des recherches en se basant sur le principe d'Archimède et en étudiant les variations de la poussée produite sur le corps à l'état solide par le liquide. Les expériences n'ont encore porté que sur des températures peu étendues, spécialement sur le phosphore. L'auteur se réserve de poursuivre ses études en perfectionnant sa méthode.

A. GALLOTTI.

---

(1) *Lieb. Ann.*, 118, 372; 1861.
(2) *Zeitschr. für phys. Chem.*, 1, 509; 1887.
(3) *Zeitschr. für phys. Chem.*, 41, 315; 1904.

TABLE DES MATIÈRES (*suite*)

AOUT 1906

TABLE DES MATIÈRES.

AOUT 1906.

(Voir la suite à la page 3.)

Paris. — Imprimerie [illegible].

Le Gérant : J. Deslis.

Ce Recueil paraît chaque mois.

JOURNAL DE PHYSIQUE

THÉORIQUE ET APPLIQUÉE,

FONDÉ

PAR J.-CH. D'ALMEIDA

ET PUBLIÉ PAR

MM. E. BOUTY, G. LIPPMANN, E. MASCART,
L. POINCARÉ

ET

MM. B. BRUNHES, M. LAMOTTE et G. SAGNAC,
adjoints à la rédaction,

AVEC LA COLLABORATION

D'UN GRAND NOMBRE DE PROFESSEURS ET DE PHYSICIENS.

QUATRIÈME SÉRIE.

TOME V. — SEPTEMBRE 1906.

Paru le 15 Août.

PARIS,

AU BUREAU DU JOURNAL DE PHYSIQUE,

97, BOULEVARD ARAGO (14e).

Tout ce qui concerne la rédaction doit être adressé à M. **Lucien Poincaré**, 130, rue de Rennes, à Paris, 6e.

Tout ce qui concerne l'administration [illegible] doit être adressé à M. **Sandoz**, boulevard Arago, 97, à Paris, 14e.

Par application de la loi du 7 avril 1879, tous les bureaux de poste de France, d'Algérie, de Belgique, de Danemark, de Hollande, d'Italie [illegible] de Portugal, de Suède et de Suisse sont autorisés à recevoir les abonnements [illegible]

[illegible]

La table générale des trois séries (1872-1901) est mise en vente au prix de 10 francs.

AVIS

Désireuse de publier le plus promptement possible des Analyses des travaux étrangers, la Rédaction prie MM. les Auteurs de vouloir bien lui envoyer désormais deux exemplaires de leurs nouveaux Mémoires.

TABLE DES MATIÈRES (suite).

SEPTEMBRE 190[illegible]

TUYAUX SONORES. — CORRECTION DUE A L'EMBOUCHURE ;

Par M. MARCEL BRILLOUIN.

I. — Lorsqu'un tuyau cylindrique, ouvert librement à l'air par toute sa section droite, émet un son qui se propage dans l'atmosphère, on sait que cette extrémité ouverte n'est pas exactement un ventre pour les mouvements de l'air intérieurs au tuyau. Néanmoins, si le diamètre ou le côté du carré est petit par rapport à la longueur d'onde, les sons propres du tuyau sont les mêmes que si sa longueur était augmentée de 0,78 R environ, ou 0,45 b si le tuyau est carré de côté b (1). Près de l'embouchure, c'est une fente latérale assez étroite, qui établit ordinairement la communication avec l'atmosphère. Cela change considérablement les conditions de continuité des vitesses, comme nous allons le voir.

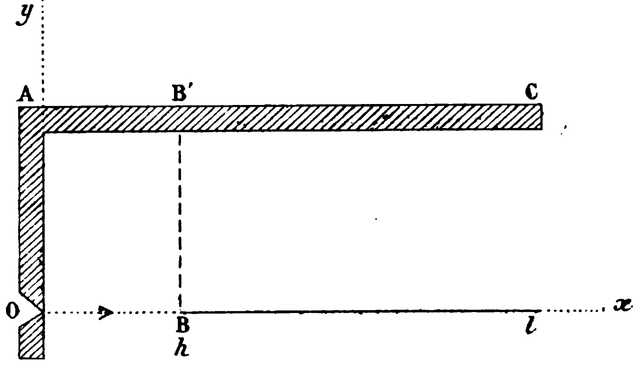


FIG. 1.

Le tuyau (*fig.* 1) est fermé pour $x = o$ par un fond immobile OA, sauf la fente O ($x = o$, $y = o$) qui livre passage au jet.

La paroi $y = b$ (AB'C) est pleine ; la face $y = o$ est libre de $x = o$ à $x = h$ pour le passage du jet de O en B, et pleine au delà de B ($x = h$).

Pour écrire les équations du problème, nous distinguons dans le tuyau ces deux régions :

(1) BRILLOUIN, *Tuyaux sonores, d'après les mémoires d'Helmholtz et de Rayleigh* (*J. de Phys.*, 2e série, t. VI, p. 205, 1887).

1° Au delà de B ($x > h$), la forme du potentiel des vitesses φ en y :

$$\varphi = \cos n\Omega t \,.\, \Sigma (A_K \cos \alpha x + B_K \sin \alpha x) \cos \frac{K\pi y}{b},$$

est imposée par la double condition

$$\frac{\partial \varphi}{\partial y} = 0 \qquad \text{pour} \qquad y = 0 \qquad \text{et} \qquad y = b;$$

2° Entre O et B ($0 < x < h$), il faut prendre

$$\varphi = \cos n\Omega t \Sigma (\mathcal{A}_{K'} \cos \alpha' x) \sin \frac{2K' + 1}{2} \frac{\pi y}{b}$$

pour que l'on ait au fond

$$x = 0, \qquad \frac{\partial \varphi}{\partial x} = 0,$$

à la paroi

$$y = b, \qquad \frac{\partial \varphi}{\partial y} = 0,$$

et à l'ouverture

$$y = 0, \qquad \frac{\partial \varphi}{\partial t} = 0,$$

en adoptant immédiatement l'hypothèse la plus simple, que la pression à l'ouverture est maintenue uniforme et constante par l'atmosphère extérieure. On a d'ailleurs :

$$\alpha^2 + \frac{K^2\pi^2}{b^2} = n^2, \qquad \alpha'^2 + \left(\frac{2K' + 1}{2}\right)^2 \frac{\pi^2}{b^2} = n^2.$$

Les conditions de continuité de la pression et de la vitesse sont, pour $x = h$,

$$\Sigma \mathcal{A}_{K'} \cos \alpha' h \sin \frac{2K' + 1}{2} \frac{\pi y}{b} = \Sigma (A_K \cos \alpha h + B_K \sin \alpha h) \cos \frac{K\pi y}{b}$$

et

$$\Sigma \alpha' \mathcal{A}_{K'} \sin \alpha' h \sin \frac{2K' + 1}{2} \frac{\pi y}{b} = \Sigma (\alpha A_K \sin \alpha h - \alpha B_K \cos \alpha h) \cos \frac{K\pi y}{b}.$$

Le rapport des coefficients A et B est déterminé par l'extrémité éloignée du tuyau ($x = l$), ouverte ou fermée par exemple ; leur valeur absolue, indéterminée, définit l'intensité de la vibration correspondante.

L'état vibratoire qui, près de l'ouverture, correspond à un état

déterminé dans le reste du tuyau est défini par ces équations de continuité, dont les coefficients se calculent en regardant le 2e membre comme donné, $o \leq y \leq b$:

$$
(1) \quad \begin{aligned}
\mathcal{A}_{K'} \cos \alpha' h &= \frac{2}{\pi} \Sigma (A_K \cos \alpha h + B_K \sin \alpha h) \frac{2(2K'+1)}{(2K'+1)^2 - 4K^2}; \\
\alpha' \mathcal{A}_{K'} \sin \alpha' h &= \frac{2}{\pi} \Sigma (A_K \alpha \sin \alpha h - B_K \alpha \cos \alpha h) \frac{2 \cdot 2K'+1}{(2K'+1)^2 - 4K^2}.
\end{aligned}
$$

II. — Puisque le rapport de A_K à B_K est déterminé par l'extrémité éloignée du tuyau ($x = l$), écrivons :

$$A_K = D_K \cos \alpha_K \delta_K, \qquad B_K = D_K \sin \alpha_K \delta_K;$$

δ_K est une fonction du rang K.

Il reste à déterminer les $\mathcal{A}$, les D et le nombre n de vibrations que le tuyau peut rendre.

Les équations (1) s'écrivent :

$$
\begin{aligned}
\mathcal{A}_{K'} \cos \alpha' h &= \frac{4(2K'+1)}{\pi} \sum \frac{D_K \cos \alpha_K (h - \delta_K)}{(2K'+1)^2 - 4K^2}; \\
\alpha' \mathcal{A}_{K'} \sin \alpha' h &= \frac{4(2K'+1)}{\pi} \sum \frac{\alpha_K D_K \sin \alpha_K (h - \delta_K)}{(2K'+1)^2 - 4K^2}.
\end{aligned}
$$

Éliminant $\mathcal{A}_{K'}$:

$$\sum_{K=0}^{K=\infty} D_K \frac{\alpha_K \sin \alpha_K (h - \delta_K) \cos \alpha' h - \alpha' \cos \alpha_K (h - \delta_K) \sin \alpha' h}{(2K'+1)^2 - 4K^2} = 0.$$

Éliminant les D_K entre les équations qui correspondent à $K' = 0$, $K' = 1$, etc., on obtient pour définir les périodes propres n du tuyau le déterminant à un nombre infini de lignes et de colonnes, qui a pour terme de colonne K, et de ligne K' :

$$\frac{\alpha_K \sin \alpha_K (h - \delta_K) \cos \alpha'_{K'} h - \alpha'_{K'} \cos \alpha_K (h - \delta_K) \sin \alpha'_{K'} h}{(2K'+1)^2 - 4K^2}$$

avec

$$\alpha_K = \sqrt{n^2 - \frac{K^2 \pi^2}{b^2}}, \qquad \alpha'_{K'} = \sqrt{n^2 - \frac{(2K'+1)^2}{4} \frac{\pi^2}{b^2}}.$$

Pour les tuyaux fermés à l'extrémité éloignée, tous les δ sont égaux à l ; pour les tuyaux ouverts, $\alpha_K \delta_K$ est égal à $\alpha_K l + \frac{\pi}{2}$.

Je n'entreprendrai pas de discuter cette équation dans le cas général où le rapport de h à l est quelconque. Mais, lorsque le rapport de h à l est très petit, et lorsqu'on ne cherche que les plus petites racines n, on pourra simplifier la recherche.

III. — Pour trouver les racines de l'équation, procédons par approximations successives. La continuité du mouvement dans tout le tuyau est mieux représentée au moyen de deux termes, dans chaque potentiel, qu'au moyen d'un seul, par trois que par deux, etc.

On est ainsi conduit à prendre comme équation de première approximation :

$$(2) \qquad \alpha_0 \operatorname{tang} \alpha_0 (h - \delta_0) = \alpha'_0 \operatorname{tang} \alpha'_0 h$$

avec

$$\alpha_0 = n, \qquad \alpha'_0 = \sqrt{n^2 - \frac{\pi^2}{4b^2}}.$$

Chacune de ces équations approchées a une infinité de racines. Pour la rigueur mathématique, il faudrait démontrer que les racines de même rang de toutes ces équations sont de moins en moins différentes et tendent vers une limite déterminée; mais nous nous contenterons de beaucoup moins *de précision.*

Remarquons que l'équation (2) correspond à l'approximation employée par Rayleigh pour le calcul de l'ouverture libre : nous l'obtenons en supposant le mouvement sans variation de densité près de l'orifice, et en écrivant l'égalité de la pression moyenne et de la vitesse moyenne de part et d'autre de la section $x = h$; c'est la même chose que d'écrire l'égalité du débit total et du travail total de la pression. La différence, c'est que nous ne tenons compte que du travail nécessaire au mouvement du gaz entre la section $x = h$ et la fente, sans nous occuper du travail nécessaire à son mouvement au dehors du tuyau.

IV. — Le cas qui nous intéresse est celui où le tuyau est étroit par rapport à sa longueur, et rend un de ses sons les plus graves. Dans ce cas, n^2 $\left(\text{ou } \frac{4\pi^2}{\lambda^2}\right)$ est beaucoup plus petit que $\frac{\pi^2}{4b^2}$, et on peut prendre dans la première équation

$$\alpha'_0 = i \frac{\pi}{2b}\left(1 - \frac{1}{2}\frac{4b^2n^2}{\pi^2} + \cdots\right)$$

et s'arrêter au premier terme, si b est inférieur à quelques centièmes

de la longueur d'onde λ. La première équation se réduit alors à :

$$n \operatorname{tang} n(h - \delta_0) = -\frac{\pi}{2b} \operatorname{Tgh}\left(\frac{\pi h}{2b}\right).$$

Posons :

$$n(\delta_0 - h) = \nu,$$

l'équation devient :

$$(3) \qquad \nu \operatorname{tang} \nu = + \frac{\pi}{2b}(\delta_0 - h) \operatorname{Tgh}\left(\frac{\pi h}{2b}\right).$$

Si $\frac{h}{b}$ n'est pas très petit, la tangente hyperbolique de $\frac{\pi h}{2b}$ n'est pas très petite, et, à cause du facteur $\frac{\delta_0 - h}{b}$, le second membre est grand et positif. Les premières valeurs de ν sont donc peu différentes de $\frac{\pi}{2}, \frac{3\pi}{2}, \frac{5\pi}{2}$, mais inférieures ; plus exactement :

$$\nu_m = n_m(\delta_0 - h) = \frac{2m - 1}{2} \pi \left[1 - \frac{2b}{\pi(\delta_0 - h)\operatorname{Tgh}\left(\frac{\pi h}{2b}\right)}\right]$$

$(m = 1, 2, 3, \ldots)$.

De là résulte, si h est petit par rapport à δ_0, que, pour tous ces premiers sons graves, B_0 est beaucoup plus grand que A_0 ; la pression est très peu variable près de l'origine ; il y a un ventre à petite distance de l'origine.

V. — *Tuyaux fermés.* — $\delta_0 = l$, $n_m = \frac{2\pi}{\lambda_m}$.

$$\frac{1}{\lambda_m} = \frac{2m - 1}{4} \cdot \frac{1}{l - h}\left[1 - \frac{2b}{\pi(l - h) . \operatorname{Tgh}\left(\frac{\pi h}{2b}\right)}\right];$$

λ_m désigne la longueur d'onde.

Les sons propres sont encore les harmoniques impairs du son fondamental, comme dans la théorie élémentaire. Mais la longueur d'onde du son fondamental n'est pas $4l$; elle dépend de la longueur de l'ouverture h et de la profondeur du tuyau :

$$\lambda_1 = 4\left[l - h + \frac{2b}{\pi \operatorname{Tgh}\left(\frac{\pi h}{2b}\right)}\right];$$

$\frac{2b}{\pi \mathrm{T}gh \, . \left(\frac{\pi h}{2b}\right)} - h$ représente la longueur à ajouter au tuyau pour obtenir la longueur fictive à laquelle s'applique la règle classique. Un rapport convenable de h à b permet de l'annuler :

$$\frac{\pi h}{2b} = 1{,}196 \qquad \text{ou} \qquad \frac{h}{b} = 0{,}761.$$

Tuyaux ouverts. — $n\delta = nl + \frac{\pi}{2}$, $n_m = \frac{2\pi}{\lambda_m}$.

$$\frac{2\pi}{\lambda_m}(l - h) + \frac{\pi}{2} = \frac{2m - 1}{2}\pi \left[1 - \frac{2b}{\pi\left(l - h + \frac{\lambda_m}{4}\right) \mathrm{T}gh\left(\frac{\pi h}{2b}\right)}\right].$$

C'est une relation plus compliquée que pour les tuyaux fermés ; mais, en première approximation, les sons propres sont encore les harmoniques du son fondamental, et la correction de longueur est la même que pour le tuyau fermé.

On tire en effet de l'équation :

$$\lambda_m = \frac{1}{m - 1}\left[l - h + \frac{2b}{\pi \mathrm{T}gh\left(\frac{\pi h}{2b}\right)}\right].$$

VI. — Dans les tuyaux d'orgue, le rapport $\frac{h}{b}$ est petit : 0,1 à 0,2, pour des raisons de bon fonctionnement de l'embouchure ; pour ces petites valeurs, on a :

$$\mathrm{T}gh\left(\frac{\pi h}{2b}\right) = \frac{\pi h}{2b} - \frac{1}{3}\left(\frac{\pi h}{2b}\right)^3 + \cdots$$

et, comme il s'agit d'un terme de correction, on peut écrire :

$$\frac{2b}{\pi \mathrm{T}gh\left(\frac{\pi h}{2b}\right)} - h = \frac{4b^2}{\pi^2 h} - \frac{2}{3}h,$$

d'où les corrections de longueur qui suivent :

$\frac{h}{b} =$	0,1,	0,2,	0,3
correction $=$	$3{,}93b$,	$1{,}87b$	$1{,}12b$.

C'est bien dans ces limites que se trouve comprise la correction adoptée par Cavaillé-Coll : $2b$ pour l'ensemble des deux extrémités du tuyau ouvert ; et on sait que, pour l'extrémité tout à fait libre, cette correction est à peu près $0,4b$; ce qui laisse $1,6b$ pour l'extrémité voisine de l'embouchure.

L'accroissement considérable de la correction de longueur pour les petites valeurs de h n'a rien qui doive étonner ; car le rôle du fond du tuyau qui occupe toute la section droite devient plus important que celui d'une ouverture de hauteur h minime ; les propriétés se rapprochent de celles du tuyau fermé.

Ce qui est à retenir, c'est la très grande influence de petites variations de h ; d'où la nécessité, pour les facteurs d'orgue, d'adopter un gabarit de construction invariable pour avoir des résultats réguliers sans retouches.

VII.— Pour de très petites valeurs de h, l'équation (3) se réduit à :

$$\nu \operatorname{tang} \nu = \frac{\pi^2}{4} \frac{h\delta_0}{b^2},$$

et le second membre n'est pas très grand. Soit par exemple :

$$\frac{h}{b} = 0,1, \qquad \frac{b}{\delta_0} = 0,1 ;$$

il vient :

$$\nu \operatorname{tang} \nu = 2,5 \text{ environ},$$

dont les racines successives sont :

$$0,72 \frac{\pi}{2}, \qquad 2,38 \frac{\pi}{2},$$

et ensuite sensiblement :

$$\left(K + \frac{0,25}{K}\right)\pi \qquad (K = 3, 4, 5, \ldots).$$

Les sons graves sont alors très différents de la série harmonique, et dès le 4[e] ou le 5[e] rang l'embouchure de flûte se comporte comme une extrémité fermée. Cela nous indique les limites nécessaires pour que l'embouchure se comporte comme une extrémité ouverte en tenant compte des corrections du numéro V :

$\frac{h}{b}$ au moins égal à 0,2,

$\frac{l}{b}$ au moins égal à 15 ou 20.

Les trois ou quatre premiers sons propres du tuyau sont alors harmoniques et conformes à la théorie élémentaire corrigée par une addition convenable à la longueur du tuyau. Les deux ou trois sons propres qui suivent sont tout à fait dissonants. Quant aux autres, dans la mesure où l'équation de première approximation (2) (n° III) peut suffire, ils paraissent reformer une série harmonique, mais dans laquelle l'embouchure jouerait le rôle d'un nœud, l'influence de la profondeur b l'emportant alors sur celle de l'ouverture h. Toutefois, il serait nécessaire d'examiner si l'équation de seconde approximation laisse subsister cette conclusion. De toute façon il semble douteux que les sons propres de rang 5 à 10 rentrent dans la série élémentaire.

Nous nous contenterons de cet aperçu, qui fixe des limites inférieures au rapport de la profondeur à la longueur d'onde, et de la hauteur de fente à la profondeur, conformes à la pratique des facteurs d'orgue, et en précisent la raison théorique.

GALVANOMÈTRE A CADRE MOBILE POUR COURANTS ALTERNATIFS ;

Par M. HENRI ABRAHAM [1].

On peut mesurer des courants alternatifs de l'ordre du centième de micro-ampère avec un galvanomètre à cadre mobile dont le champ magnétique est créé par un électro-aimant excité par un courant alternatif de même fréquence. Pour les mesures très délicates, il peut être bon d'actionner cet électro-aimant au moyen d'un petit transformateur auxiliaire bien isolé.

Description de l'appareil. — L'appareil a été réalisé avec la collaboration de M. J. Carpentier, et nous avons aussi entrepris la construction d'un modèle moins sensible destiné à diverses mesures industrielles.

La disposition générale est celle d'un galvanomètre d'Arsonval ordinaire. L'électro-aimant, en forme de couronne horizontale, est à pôles saillants intérieurs. Entre ces deux pôles se trouve placé le noyau de fer cylindrique, également feuilleté. Les différentes parties de l'appareil sont isolées à l'ébonite.

---

[1] Communication faite à la Société française de Physique : séance du 18 mai 1906.

Les fuites magnétiques de l'électro-aimant alternatif induisent dans les pièces métalliques fixes de l'appareil des courants qui tendent à réagir sur le circuit du cadre. S'il y a quelque dissymétrie dans la construction, le cadre mobile sera donc légèrement entraîné d'un côté ou de l'autre comme dans un champ tournant. On ne peut pas faire qu'il n'y ait aucune dissymétrie, mais il est facile de supprimer, une fois pour toutes, l'effet d'entraînement dont il vient d'être question, en plaçant dans l'entrefer une petite lame de métal convenablement orientée.

Couple directeur électrique. — Sa suppression. — L'électro-aimant étant excité, si l'on ferme le circuit du galvanomètre sur une résistance faible, on voit le cadre mobile se fixer violemment dans la position où il n'est traversé par aucun flux. Si on l'écarte de cette position, il y est ramené par un couple directeur puissant qui s'ajoute au couple de torsion du fil. Il semble donc que la sensibilité de l'appareil doive se trouver énormément réduite.

Ce couple directeur provient du courant induit dans le cadre par le flux alternatif. Si ce courant était exactement en quadrature avec le champ, il ne produirait aucune déviation; le couple observé est dû au retard de phase que la self-induction du cadre impose au courant. Pour faire disparaître le couple, il n'y a qu'à faire disparaître le retard de phase.

Or, ceci est facile à obtenir. On met *en série* avec le cadre mobile une capacité shuntée par une résistance réglable. Cette deuxième partie du circuit avant la phase du courant, et pour une valeur convenable de la résistance, en fait disparaître le retard de phase et, en même temps, le couple directeur.

On peut remarquer que la compensation est ainsi faite une fois pour toutes, et que le circuit du cadre mobile, suivi de la capacité shuntée, n'intervient plus que par sa résistance [1].

Sensibilité obtenue. — Le cadre mobile a, par exemple, une résistance de 200 ohms et une période d'ocillation de dix secondes. La

---

(1) Une capacité C shuntée par une résistance R compense une self-induction L donnée par la formule

$$L = \frac{CR^2}{1 + \omega^2 C^2 R^2}.$$

Si donc on met dans le circuit du cadre mobile une self-induction inconnue, la mesure de la résistance de réglage fera connaître la valeur de cette self-induction. Le procédé est très commode pour la mesure à 1 0/0 près des coefficients de self-induction, à partir de quelques cent-millièmes de henry.

compensation du couple directeur est obtenue par la mise en circuit de 1 demi-microfarad shunté par une résistance de 330 ohms. Le galvanomètre, fermé sur une résistance de 2000 ohms, est apériodique, et son zéro est stable à moins de 1 demi-millimètre près, l'échelle étant à 1 mètre de l'appareil. Dans ces conditions, la sensibilité est de 275 millimètres par micro-ampère.

Remarque. — Lorsque l'on fait le réglage de la compensation du couple directeur électrique, il peut être intéressant d'exagérer l'action de la capacité de réglage, de manière à mettre le courant induit dans le cadre en avance sur la force électromotrice. Au lieu d'un couple directeur, on a alors un couple d'instabilité qui se retranche du couple de torsion du fil, et l'on arrive à ce résultat paradoxal d'obtenir une sensibilité plus grande que ne le comporte la torsion du fil.

Dans l'expérience précédente, par exemple, si l'on porte de 330 à 340 ohms la résistance qui shunte la capacité compensatrice, la sensibilité atteint 400 millimètres par micro-ampère.

LES THÉORIES ACTUELLES DE L'AUDITION;

Par M. Pierre BONNIER.

Depuis la fin du xviie siècle, un grand nombre de théories de l'audition se sont succédé, et il s'en forme encore en ce moment. Beaucoup d'entre elles n'offrent qu'un intérêt historique, et il est plus utile de noter le courant d'idées qui les a apportées que de les analyser en détail. Presque toutes procèdent d'ailleurs d'une même manière de voir, ce qui en facilite le classement.

1° Tous les auteurs, sauf Hurst et moi, assimilent l'oreille à un **résonateur**. — Nous nous sommes tous deux élevés contre cette hypothèse, et j'ai montré que l'oreille était un *enregistreur*.

2° Tous les auteurs, sauf encore Hurst et moi, ont rattaché l'audition à la **conduction acoustique**. — Nous avons tous deux transporté la question sur le terrain de l'*hydrodynamique*, pour ce qui concernait du moins l'oreille interne, terrain que j'avais indiqué dès 1890. J'ai montré de plus que l'oreille était une machine qui tirait du rayonnement sonore un ébranlement total, en bloc, de ses milieux suspendus, et qui, dans toutes ses fonctions, l'audition comprise, n'était qu'un **enregistreur de pressions**.

3° Tous les auteurs, Hurst compris, attribuent aux diverses périodicités vibratoires des **lieux de perception distincts** dans telle ou telle partie de l'oreille. — J'ai montré que, pour l'oreille comme pour les autres sens, **chaque élément** sensoriel pourrait percevoir **tous les degrés** de l'échelle tonale.

4° Enfin je donne du mécanisme intime de l'irritation papillaire une théorie tout à fait différente des théories antérieures, tant pour le mode d'excitation élémentaire que pour le mode d'enregistrement lui-même.

Je ferai donc rapidement l'exposé critique et global des théories fondées sur la résonance, et je présenterai ensuite celle de Hurst et la mienne.

I. — THÉORIES DE L'OREILLE RÉSONATEUR.

Du Vernay (1683) imaginait que les diverses sections des canaux circulaires, dont le calibre varie légèrement, accueillaient des périodicités vibratoires différentes et aussi que les divers segments de la lame spirale osseuse du limaçon étaient accordés pour des sons différents, chaque segment « pouvant être ébranlé sans que les autres le soient », les plus larges répondant aux sons graves, les plus étroits aux sons aigus. Cette lame spirale comportait donc une série de résonateurs, et du Vernay est ainsi le père des théories qui vont se succéder à mesure que les notions anatomiques sur l'oreille interne, qu'on croyait alors pleine d'air, se développeront davantage. — Le Cat, en 1767, reprend cette théorie. — Carus (1828) substitue au résonateur plein formé par la lame osseuse le résonateur creux constitué par le cône limacéen, dont les sections limitées accueilleront respectivement les ébranlements de périodicité définie. — Claudius (1858) admit que l'ébranlement sonore, par la fenêtre ronde et la rampe tympanique, allait directement irriter la membrane basilaire. — Helmholtz, en 1862, appliqua sa savante théorie des résonateurs à l'oreille interne et vit dans les piliers externes de l'arche de Corti une série d'appareils accordés. — Hasse (1867) fit tomber cette hypothèse en montrant que cet appareil n'existait pas chez les oiseaux, et fit résonner la membrane de Corti, chevelu ciliaire de la papille, dont la structure était mal connue alors. — Hensen, en 1869, puis Helmholtz, en 1870, se rejetèrent sur les fibres de la membrane basilaire qu'ils supposèrent capables de vibrer, et de vibrer isolé-

ment. — Baer (1872) montra les impossibilités anatomiques de cette hypothèse, et Waldeyer, puis P. Meyer (1876) élevèrent, comme l'avait un moment fait Hasse, les cils terminaux, que l'arrachement de la membrane de Corti au moment de la coupe laisse irréguliers au sommet des cellules, au rang d'éléments vibrants et accordés. Le prestige du nom de Helmholtz fit que sa théorie résista longtemps aux critiques et se trouve encore dans certains traités de physique et de physiologie. — Weinland, en 1894, admit que chaque fibre basilaire vibrait pour un son et aussi pour ses harmoniques. — Ewald, en 1898, reprit cette hypothèse, déjà fortement ébranlée par les anatomistes, et s'attacha à montrer la mise en vibration de la partie interne de la membrane basilaire, sous-jacente à l'arche des piliers, ou *zona arcuata*. — Gray, en 1899, rejeta l'idée de vibration isolée des fibres basilaires, et l'attribua à des segments beaucoup plus larges de la membrane, la sensation se précisant par des maximums de vibration. — Ter Kuile, en 1900, se rejeta sur la vibration de la partie externe de la basilaire, la *zona pectinata*, située en dehors de l'arche.

Zimmermann (1900) rapporte tout à la conduction acoustique directe, ainsi que Gellé. — Marage (1901) et Amaudrut (1903) reprennent en partie l'hypothèse ancienne de Brescнет sur le rôle des otolithes, et Guillemin (1906) retourne également à la conduction. Ces dernières théories sont d'ailleurs très incomplètes.

J'ai, dès 1895, fait à ces hypothèses les objections suivantes.

Discussion. — 1° Cette conception est *antibiologique*. Pour qu'une seule de ces théories soit même discutable, il nous faudrait admettre qu'il existe dans notre organisme vivant des éléments anatomiques qui, à travers les mille vicissitudes de la croissance, de la vie adulte, de la vieillesse, de la maladie, pourront *garder l'identité de leurs caractères physiques* au point de rester *accordés toute la vie!* Conçoit-on des éléments mous et délicats comme ces fibres, ces cils, ces cellules, dont certaines vivent presque libres comme des infusoires dans les liquides labyrinthiques, *gardant l'accord* depuis notre naissance jusqu'à notre mort? Un enregistreur, un phonographe, un téléphone peuvent se détériorer, ils donneront toujours le nombre d'empreintes correspondant au nombre de sollicitations reçues; ils les donneront mal, mais le nombre et la périodicité y seront sauvegardés. Au contraire, un résonateur ne peut varier sans se fausser, et un résonateur vivant ne peut que varier incessamment.

De plus, un résonateur continue à vibrer un temps notable après qu'il a cessé de recevoir des vibrations excitatrices.

Cette conception était donc antibiologique tout d'abord.

2° Cette conception est *antianatomique* et *antiphysique*. Quelle que soit l'hypothèse choisie parmi celles que nous avons énumérées, l'élément organique soi-disant accordé à une certaine périodicité est si petit, si minuscule, que, pour vibrer à l'unisson des sons que nous percevons, il faudra le supposer — et on l'a fait — tellement détendu et tellement surchargé... qu'il lui sera dès lors impossible de vibrer. Mais supposons cet élément et ceux de même nom capables de vibrer : l'échelle des périodicités que nous percevons comme sons va environ de 1 à 2000 et plus. L'échelle des dimensions de tous les éléments organiques susceptibles d'être unis en série va de 1 à 12, 1 à 20 au plus. Il faudrait donc supposer ici encore des différences de tension, de charge telles que nous retombons dans l'impossibilité déjà notée. Les diamètres des cellules, des fibres, des piliers varie encore moins que leurs longueurs. Leur tension, et la plupart ne sont nullement tendus, est absolument inconnue, ainsi que les densités.

C'est donc sur ce prétexte de dimensions et de qualités variables qu'on a échafaudé l'hypothèse de parties organiques aptes à vibrer et accordées à l'échelle des sons que nous percevons. L'anatomie montre d'ailleurs que ces appareils ne sont nullement aptes à vibrer. La partie que Helmholtz isolait dans la membrane basilaire est formée de plusieurs couches dont l'épaisseur varie avec l'âge ; la partie striée n'occupe que le cinquième de l'épaisseur de la membrane basilaire, et, chose essentielle, elle n'est même pas tendue, car, si elle est fortement fixée à son extrémité externe, en dedans elle se perd mollement dans le feutrage de la membrane. D'ailleurs, dans les deux hypothèses successives de Helmholtz, les mêmes appareils anatomiques servent alternativement de résonateurs tendus et accordés... et d'étouffoirs. Ce qui vibre dans l'une étouffe dans l'autre, et réciproquement.

3° Cette conception est encore *antiphysiologique*. En effet, si ces théories se défendent peu au point de vue biologique, physique et anatomique, au point de vue physiologique elles ont le tort grave de mettre sans raison aucune l'oreille en dehors de tout ce que nous savons de la physiologie des appareils sensoriels.

Les appareils de la vision et du toucher, du goût et de l'odorat

sont formés d'une collection d'éléments sensoriels dont chacun est apte à réagir pour tous les degrés d'excitation de la modalité sensorielle qui lui est propre. Nous n'avons pas de corpuscules tactiles accordés pour 0°, d'autres placés autre part pour 15°, d'autres encore plus loin pour 30°. Chaque point de nos téguments n'est-il pas apte à enregistrer une foule de degrés de chaleur, de pression, d'humidité? Chaque point de notre rétine n'est-il pas apte à percevoir tous les degrés chromatiques, les mille nuances colorées du spectre? Pouvons-nous admettre que tel point de notre rétine est sensible au rouge, tel autre au bleu, tel autre au jaune ? De même pour le goût et l'odorat. Pourquoi admettre d'emblée pour l'oreille autant de segments récepteurs différents que nous percevons de tonalités différentes ? Uniquement par une analogie très forcée avec des appareils de physique ou de musique qui n'ont aucun rapport avec l'oreille. M. Amaudrut semble avoir récemment adopté lui aussi, sur ce point, ma manière de voir. Si notre œil perçoit, grâce au prisme qui les étale en spectre sur une paroi, les nombreuses tonalités d'un rayon lumineux, cela ne prouve nullement que, sans cette distribution par le prisme, notre œil serait capable d'analyser un rayon lumineux. C'est le contraire qui est vrai ; notre œil n'analyse pas et se contente d'enregistrer l'empreinte synthétique. Cela n'empêche pas qu'un peintre exercé pourra dire combien il entre de telle couleur simple et de telle autre dans un mélange coloré.

Si une série de résonateurs puisent respectivement dans un ébranlement complexe le prétexte de vibrations individuelles et propres, que notre oreille distingue dès lors plus aisément, cela ne prouve nullement que, sans les résonateurs, comme l'œil sans le prisme, notre oreille serait capable de décomposer la vibration complexe en ses ou plutôt en des éléments composants. Cela n'empêche pas non plus qu'un musicien saura retrouver dans un accord, dans un son complexe, des sons plus simples qui s'y trouvent en saillie, et cela d'autant plus facilement que l'oreille est plus exercée à classer, à rechercher des périodicités harmoniques, des ébranlements à rapports simples et propres aux architectures musicales.

L'oreille n'analyse pas — sensoriellement — pas plus que l'œil ; mais nos centres nerveux auditifs et visuels savent, surtout s'ils sont éduqués, opérer et spéculer sur l'apport sensoriel ; et nous savons chercher un son isolé dans ces complexes harmoniques, comme nous suivons un instrument dans un orchestre, ou bien un ton, une affi-

nité dans un tableau. Cette analyse n'est pas sensorielle, elle est centrale et spéculative. Il n'y a pas plus de série de résonateurs dans notre oreille qu'il n'y a de prisme dans notre œil. La théorie du timbre a souffert de cette confusion et l'on s'est attaché à définir le timbre par la superposition de sons harmoniques à un son fondamental. Le timbre est lié à la forme de l'ébranlement. Si l'ébranlement est simple, sa forme et son timbre sont simples; s'il est complexe, ils le sont également. Ce n'est pas parce qu'un mur est formé de pierres superposées qu'il a une forme ; c'est parce que chacune des pierres a déjà sa forme propre. La forme du mur résulte non de la superposition des pierres, mais de l'ensemble des *formes* des pierres superposées. Le son le plus simple a une forme, et un timbre qui est l'empreinte sensorielle de cette forme simple.

4° Une autre confusion a été la suivante : Toutes ces théories admettent que l'ébranlement, après un parcours plus ou moins compliqué à travers les différents milieux organiques de l'oreille, vient directement, par *conduction acoustique*, influencer la papille sensorielle. Il est hors de doute que les milieux auriculaires conduisent le son. Mais la plaque du téléphone, l'électro-aimant, les supports, les bois, les fils métalliques eux-mêmes conduisent aussi le son ; il ne s'ensuit pas que cette conduction soit le phénomène essentiel dans l'adaptation du téléphone à la transmission de la voix. La roue d'une locomotive s'échauffe par le rayonnement calorique de la machine et du foyer, mais ce n'est pas pour cela qu'elle tourne. Entre l'ébranlement sonore et l'audition se place une captation de l'énergie vibratoire que nous étudierons plus loin.

Helmholtz et d'autres auteurs ont reconnu le mouvement en masse des leviers articulés de l'oreille moyenne et celui du liquide de l'oreille interne, mais sans en tirer le parti qu'il fallait, car ils étaient possédés de la théorie des résonateurs et des segments accordés, qui exigeait que la première place fût donnée à l'influence acoustique.

Breschet, dans ses *Recherches anatomiques et physiologiques sur l'organe de l'ouïe et sur l'audition, sur l'homme et les animaux vertébrés*, en 1838, écrit (p. 305) : « Nous présumons que les otolithes ont pour usage de communiquer aux extrémités nerveuses une impression plus vive, plus énergique que ne le pourrait faire un simple liquide comme l'endolymphe ; car les vibrations du corps solide sont beaucoup plus sensibles par la force et le degré d'intensité que celles d'un corps liquide. Ainsi les otolithes serviraient à augmenter

l'énergie des vibrations sonores et à rendre la sensation plus vive, de même que le cristallin sert à produire une lumière plus intense en concentrant les rayons lumineux. » C'est cette notion qu'a récemment développée M. Marage. Ce rôle des otolithes est évident et admis depuis Breschet, mais il ne se rapporte qu'aux *sensations de trépidation, d'ébranlement, et n'a rien à faire avec l'audition tonale*, la sensation sonore, l'audition proprement dite. En effet, les otolithes sont surtout développés chez les animaux très aptes à percevoir et à analyser les ébranlements, mais pas sous la forme auditive ; de plus, ils font défaut dans l'appareil auditif lui-même, le limaçon, tandis qu'on ne les trouve que dans les papilles du vestibule, qui ne sont pas auditives. Ils sont étrangers à la théorie même de l'audition. M. Amaudrut est tombé dans la même erreur.

Si la membrane d'un phonographe se durcissait, si le stylet se prenait dans la cire également durcie, le phonographe ainsi sclérosé, figé, deviendrait un meilleur conducteur du son reçu, mais il n'enregistrerait plus, il ne serait plus phonographe. Il en est de même pour l'oreille, et la clinique le montre surabondamment. Plus une oreille devient dense, rigide, scléreuse, ankylosée, ossifiée, plus elle *conduit* l'ébranlement sonore, — mais *moins elle vaut pour l'audition*. Celle-ci est nettement liée, non pas à la conductibilité des milieux auriculaires, mais à la liberté et à la délicatesse de leur suspension, qui leur permet de se déplacer en bloc, d'un mouvement de translation oscillatoire. — Tout obstacle à l'oscillation totale des milieux suspendus de l'oreille est un obstacle à l'audition.

II. — THÉORIE DE HURST.

Le travail de Hurst et le mien parurent à quelques mois de distance. Son mémoire, *A new theory of hearing*, fut lu le 14 décembre 1894 au Royal College of Sciences de Dublin, mais publié seulement un an après, en décembre 1895, dans les *Transact. L'pool Biol. Soc.*, vol. IX. Ma théorie avait été présentée à la Société de Biologie de Paris, les 2 et 23 février 1895, deux mois après le travail de Hurst, que j'ignorai forcément jusqu'à la fin de cette même année, où il me l'adressa. Ma théorie, esquissée et résumée en mai 1895 dans le *Bulletin scientifique* de Giard, diffère d'ailleurs essentiellement de la sienne. Je la développai dans mes livres sur *l'Oreille* (vol. II et III,

Masson, 1896), dans mon livre sur *l'Audition* (Doin, 1901), et je la résumai dans des revues spéciales.

Hurst se refuse à considérer l'oreille comme un résonateur. Il admet que dans l'oreille interne le liquide oscille sous l'ébranlement de la fenêtre ovale à la fenêtre ronde, ébranlant la partie initiale de la membrane basilaire ; et cette oscillation de la base se propage jusqu'au sommet du limaçon le long de la papille. Cette onde de propagation, dont il ne trouve, dit-il, « nulle part l'analogue en physique », n'est, comme je l'ai montré, que l'ondulation qui court le long d'une corde suspendue dont une extrémité est secouée transversalement. Hurst admet que cette onde dérivée, parvenue au bout de la membrane basilaire, revient par la membrane de Reissner et, redescendant en sens inverse, rencontre l'onde basilaire ascendante, qui la poursuit, en un point d'autant plus rapproché du sommet du limaçon que la période vibratoire est plus courte. C'est ici que la théorie se perd par le besoin de localiser la perception en des points fixes et invariables ; car, pour les périodes brèves, l'onde descendante rencontrera plusieurs ondes ascendantes consécutives, et, dans une composition d'ondulations de diverses périodicités, ces rencontres se multiplieront et la confusion apparaîtra aussitôt.

Cette conception fut ainsi gâtée par l'idée malheureuse qu'il fallait que la perception d'un son de hauteur donnée fût la fonction d'un point déterminé de la papille, hypothèse qui a stérilisé successivement toutes les théories auxquelles elle s'est mêlée, et la clinique elle-même.

III. — L'OREILLE ENREGISTREUR DE PRESSIONS.

Les milieux de l'oreille sont *suspendus*, c'est-à-dire libres d'osciller en totalité, de prendre un branle total sous le passage de l'ébranlement sonore.

Le conduit auriculaire externe, surmonté du pavillon, saisit et fixe relativement une partie de l'air extérieur, et comme le fond de ce conduit, le tympan, est mobile, la masse d'air saisie par le conduit est de plus en plus susceptible d'oscillation totale à mesure qu'on s'approche du tympan. Cet air est donc suspendu.

Le tympan l'est aussi comme la membrane du phonographe, comme toute membrane fixée à un cadre par ses bords.

De même les osselets sont suspendus à leurs ligaments, et forment

un système de leviers suspendus, articulés, coudés, très libres, autant que le permettent leurs muscles frénateurs, d'osciller en totalité. Ces muscles, celui du marteau et celui de l'étrier, par leur action antagoniste, permettent à la chaîne des leviers d'absorber ou de transmettre plus ou moins l'ébranlement.

Les liquides de l'oreille interne ont, du côté de la paroi opposée aux osselets et au piston que forme l'étrier, des voies de recul et d'échappement; ils peuvent donc osciller et fluer en masse d'une paroi mobile à l'autre; ils sont suspendus.

Les membranes, les tympans internes du labyrinthe, sont également suspendus soit à des cadres, soit à des tractus fibreux, et ils séparent des liquides qui ont, de part et d'autre de ces membranes, des voies de recul et d'échappement. M. Marage a prétendu démontrer que l'endolymphe ne pouvait osciller en totalité, et il a pour cela institué une expérience dans laquelle le sac endolymphatique est malheureusement privé des voies de recul qu'il possède en réalité dans l'oreille : comme c'était à prévoir, il n'y a pas d'oscillation totale sous l'action de l'ébranlement; mais, dans une seconde expérience, où l'auteur se propose de montrer les variations de pression déterminées par l'ébranlement, le sac endolymphatique retrouve ces voies de recul sous la forme d'un tube destiné à actionner une flamme manométrique, et le ménisque qui limite son liquide dans le tube est alors animé de « mouvements de bas en haut à chaque vibration ». On en peut conclure que, quand l'expérience réalise les conditions anatomiques, il y a oscillation du liquide, et que celle-ci ne se produit plus quand le liquide cesse d'être suspendu.

La papille auditive, le gros cordon épithélial qui recouvre la membrane basilaire, est nettement suspendue par cette membrane; et, de la base au sommet du cône limacéen enroulé, sa masse, sa liberté d'inertie, sa délicatesse de suspension vont en augmentant.

Tous ces milieux suspendus et relativement libres oscillent en totalité, et, pour les périodicités vibratoires grandes et fortes, cette oscillation totale est même visible à l'œil nu. Comment se comportent-ils sous l'ébranlement?

Ici un fait essentiel. Si nous considérons *un point* quelconque d'un milieu ébranlé, nous savons que ce point oscille, va et vient, vibre. Mais, si nous considérons *deux points* voisins et même deux points quelconques, pourvu qu'ils ne soient pas distants d'une longueur d'onde, nous savons aussi que ces deux points ne font pas au

même instant le même mouvement; ils s'approchent ou s'écartent à chaque instant l'un de l'autre. Il y a donc *variation de pression*, et l'ébranlement peut être considéré soit comme **vibration**, soit comme **pulsation manométrique.** Ce sont deux aspects d'un même phénomène, mais c'est à ce dernier aspect que s'adapte l'oreille.

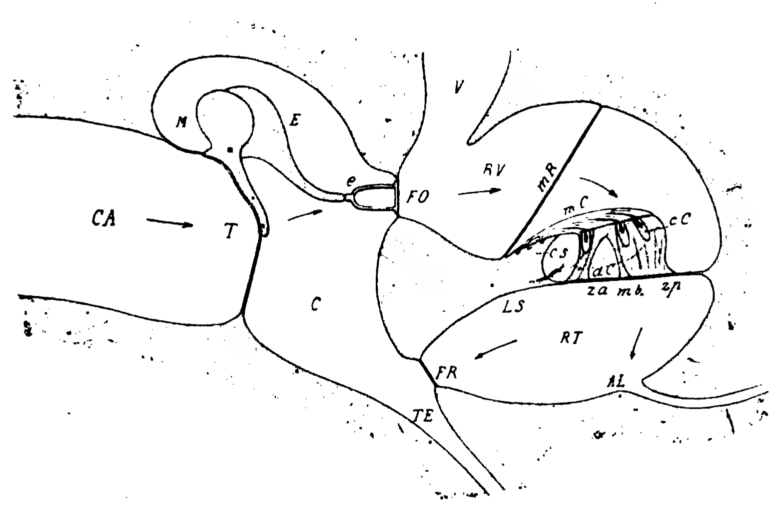


Fig. 1. — CA, conduit auditif externe; T, tympan; M, marteau; E, enclume; *e*, étrier; *c*, caisse; FO, fenêtre ovale; V, vestibule; RV, rampe vestibulaire; *m*R, membrane de Reissner; *m*C, membrane de Corti; CS, crête spirale de Huschke; LS, lame spirale osseuse; *a*C, arche de Corti; *c*C, cellules de Corti; *mb*, membrane basilaire; *za*, *zona arcuata; zp*, *zona pectinata;* RT, rampe tympanique; FR, fenêtre ronde; AL, aqueduc du limaçon; TE, trompe d'Eustache.

En effet, si nous mettons en série morphologique tous les appareils à signification auriculaire dans le monde animal, c'est-à-dire les *organes marginaux*, *centraux*, *latéraux*, *otocystiques* et *labyrinthiques*, nous remarquons immédiatement que tous se présentent avec évidence comme sensibles aux variations de pression, lentes ou rapides, périodiques ou irrégulières. J'ai exposé cette sériation dans mes livres sur *l'Oreille* et *l'Audition*, en étudiant les diverses fonctions de ces appareils, qui toutes exploitent de plusieurs façons la sensibilité à la pression. Cette susceptibilité physiologique est donc la formule fondamentale des adaptations auriculaires.

Quand un ébranlement, une ondulation parcourent un milieu donné, s'il existe sur le passage de cet ébranlement une masse suspendue, c'est-à-dire libre dans une certaine mesure de se dé-

placer de part et d'autre d'une position d'équilibre, cette masse oscille dans sa totalité, se déplace en bloc si ses dimensions, son poids et sa liberté d'inertie lui permettent d'accomplir cette oscillation pendant une phase de l'ondulation. Les milieux suspendus de l'oreille sont accessibles aux plus courtes périodes et entrent en branle total pour des ébranlements de période minime comme pour les variations de pression les plus espacées. J'ai montré que l'oreille, dans la série animale et chez l'homme lui-même, était un enregistreur barométrique tout à fait comparable à ceux de nos laboratoires, accessible aux variations les plus lentes de la pression extérieure et commandant les réflexes de régulation de notre pression intérieure (*fonction baresthésique* et *manostatique*), et que cet enregistreur, par des adaptations délicates, devenait, dans certaines de ses parties, capable d'accueillir les variations les plus rapides et les plus régulières de cette pression, comme celles qui constituent l'ébranlement sonore, et d'en tirer la sensation d'ébranlement d'abord sous forme de perception discontinue (*fonction seisesthésique*), puis, chez les êtres pourvus de limaçon, sous forme tonale (*fonction auditive*).

Le conduit auditif externe et le pavillon de l'oreille fixent au voisinage du tympan une partie de l'air extérieur ébranlé, et plus l'inertie de cette masse aérienne est gênée par les parois latérales du conduit, plus les variations de pression s'y font sentir et plus cette masse captée dans la cavité du conduit tend à se déplacer en totalité entre l'air libre du dehors et la paroi mobile qu'offre le tympan membraneux. Au voisinage du tympan, la masse aérienne épouse les oscillations de celui-ci; les variations de pression de l'air agissent en bélier, foulant et aspirant alternativement la paroi tympanique, comme si la masse fluide, parcourue au large de l'oreille par la houle calme de l'ondulation sonore, prenait au contact de la paroi rétrécie la consistance d'un bloc demi-rigide, comme ces lames qu'on voit s'élever de toute leur masse au contact d'un banc de sable, ou d'une grève, ou d'une falaise, et déployer une énergie qu'on n'eût pas soupçonnée sans l'obstacle.

Cette canalisation, par le conduit externe, de l'oscillation totale de l'air permet à la variation de pression d'agir dans son maximum d'effet sur la paroi suspendue que forme le tympan.

Les moindres détails de la forme de l'ébranlement se marquent par l'oscillation du centre de la membrane. Derrière le tympan, le couple des osselets, le *marteau* et l'*enclume*, dont les têtes forment contre-

poids au-dessus de leurs axes d'oscillation et de leurs pivots, oscillent en mouvement de sonnette avec la plus grande docilité. Cette docilité est régie par l'action antagoniste des deux muscles frénateurs de la chaîne, et cet appareil de leviers coudés et articulés présente ainsi tous les degrés de liberté d'inertie, s'offrant aux sollicitations les plus légères et pouvant aussi absorber les ébranlements les plus violents.

C'est en réalité le style du phonographe, mais un style qui saurait prendre toutes les mollesses et toutes les duretés; l'empreinte se forme sur l'oreille interne par l'intermédiaire d'un petit piston, l'*étrier*, dont la plaque repose à la surface du liquide labyrinthique.

Chaque impulsion en dedans de l'étrier refoule le liquide de l'oreille interne vers ses issues opposées, la fenêtre ronde et ses aqueducs ; chaque aspiration consécutive en dehors le fait refluer en sens inverse. Le liquide ainsi suspendu entre deux parois mobiles oscille à chaque ébranlement et son oscillation reproduit aussi cet ébranlement dans les moindres détails de sa forme.

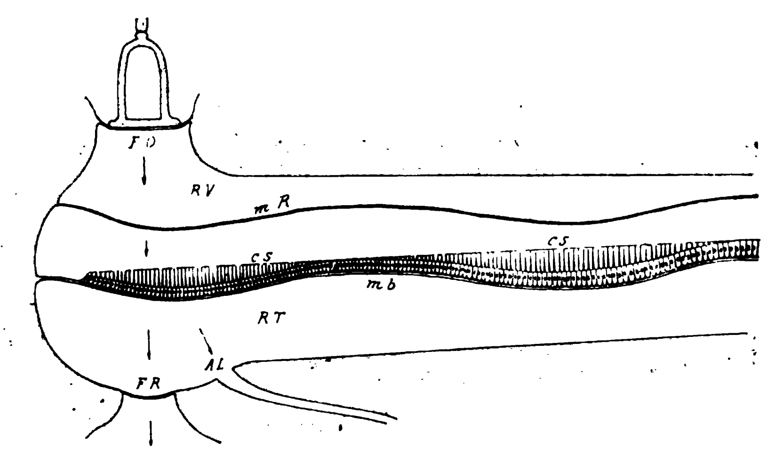


Fig. 2. — FO, fenêtre ovale dont la membrane est refoulée par l'étrier; RV, rampe vestibulaire; *m*R, membrane de Reissner; CS, niveau fixe de la crête spirale de Huschke; *mb*, membrane basilaire portant la papille dont les cils forment la membrane de Corti; RT, rampe tympanique; AL, aqueduc du limaçon; FR, fenêtre ronde refoulée vers l'air de la caisse.

Entre la fenêtre ovale, où joue l'étrier, et la fenêtre ronde, c'est-à-dire sur le trajet le plus direct de cet ébranlement, de cette oscillation de masse de liquide suspendu, sont tendues deux membranes,

l'une flexible, le *tympan de Reissner*, au-dessus de la papille, l'autre plus forte, le *tympan basilaire*, que supporte et suspend la papille elle-même. Celle-ci est massée sur la partie la plus mobile de la membrane et forme, d'un bout à l'autre du limaçon, un gros cordon épithélial. La partie initiale de ces membranes et de cette papille est seule située sur le trajet de la fluctuation liquide. Le reste du limaçon forme un long cône enroulé sur lui-même et dans lequel la paroi n'offre aucune issue au liquide. Celui-ci ne se déplace donc pas en totalité dans ces parties profondes à chaque pulsation, et la sollicitation transversale des membranes et du cordon papillaire ne se produit qu'à leur extrémité initiale, à la surface en quelque sorte du cône liquide.

Ce cordon papillaire, suspendu et sollicité transversalement par l'un de ses bouts, doit être parcouru d'une ondulation longitudinale qui reproduira, en les étalant, les moindres détails de la sollicitation transversale. Et il faut reconnaître que cette projection le long du cordon papillaire est remarquablement favorisée ; plus le cordon papillaire s'élève dans la profondeur du limaçon, plus sa masse augmente, plus ses éléments grandissent, plus son inertie est rendue libre par l'étendue croissante de son appareil suspenseur. La membrane basilaire est douze fois plus large à sa partie distale qu'à sa partie initiale.

IV. — TACTILITÉ AUDITIVE.

Comment se fait l'excitation papillaire ? La papille, formée d'un échafaudage de cellules de soutènement et de cellules sensorielles, est surmontée d'un épais chevelu ciliaire adhérent à son extrémité à un point fixe sur le moyeu de la lame spirale. Une crête surmonte la membrane basilaire et la papille elle-même et forme ainsi un chevalet fixe qui bride la masse ciliaire ; il en résulte ceci que, lorsque la membrane basilaire et la papille sensorielles s'abaissent en suivant le flux du liquide oscillant, cette masse ciliaire ne peut les suivre bien loin à cause de la crête qui la retient ; elle exerce alors sur les cellules et les petits corpuscules tactiles qu'elles renferment un tiraillement longitudinal qui mesure, par son intensité, le degré d'abaissement de la cellule au-dessous de son niveau d'équilibre.

Comme, dans la propagation longitudinale de l'ébranlement, toutes les cellules de la papille subissent l'une après l'autre le tiraillement

dû à l'abaissement de la papille au-dessous de la crête, et que ce tiraillement varie à chaque moment de la phase ondulatrice, il en résulte que l'ondulation est étalée sur une grande surface sensorielle, sur une grande étendue papillaire, et qu'à chaque moment chaque détail de sa courbe est inscrit par un tiraillement cellulaire; la papille, par la contiguïté de ses éléments tiraillés, la persistance des enregistrements élémentaires, fournit ainsi une analyse continue de l'empreinte ondulatoire tout à fait comparable à l'analyse que nous ferions d'une courbe en mesurant les hauteurs d'une suite serrée de ses points au-dessus d'une ligne d'équilibre... Au niveau de la partie initiale du cordon papillaire, l'ébranlement s'inscrit sur place comme quand la plaque d'un enregistreur ne se déplace pas sous le stylet; à partir de ce point l'onde dérivée s'étale avec une grande vitesse et par conséquent sur une grande étendue de papille sensible, et l'effet est celui d'un stylet enregistreur qui parcourrait très rapidement la plaque noircie : les moindres incidents de la courbe s'inscrivent et se mesurent en tiraillements successifs des éléments contigus de la papille, dans une analyse continue, tonale, et non par une décomposition harmonique comme celle qu'on attribuait aux résonateurs accordés.

La papille enregistre ainsi les moindres détails de cette variation de pression qui est l'ébranlement sonore, les intensités se mesurent par la force du tiraillement; c'est une opération d'ordre tactile; les périodicités et les formes de l'ébranlement, si complexe soit-il, s'enregistrent comme sur une plaque sensibilisée.

Tels sont les points essentiels de ma théorie; on le voit, l'oreille est ainsi comparable aux enregistreurs barométriques et manométriques que nous connaissons; d'où qu'il vienne, de l'air ou de la paroi, l'ébranlement sonore est perçu comme variation de pression et enregistré comme tel, et la plaque sur laquelle il s'inscrit est une merveilleuse papille, délicatement suspendue, sur laquelle la courbe ondulatoire promène elle-même les divers détails de sa forme. J'ai d'ailleurs développé le fonctionnement de cette remarquable adaptation, particulièrement en ce qui concerne l'*orientation auditive*, et les fonctions qui ont précédé l'audition dans la série animale. Je n'ai voulu ici marquer que le mécanisme de l'oreille *enregistreur*, opposé à la théorie encore classique de l'oreille *résonateur*.

En résumé, l'oreille est un enregistreur, fonctionnant selon le type de nos enregistreurs barométriques, sensible aux moindres varia-

tions de pression et en particulier à celles de l'ébranlement sonore. L'ébranlement laisse son empreinte sur la papille du limaçon d'une façon continue, chaque point de la courbe ondulatoire s'inscrivant successivement sur tous les points de la papille auditive par un procédé purement tactile.

ANNALEN DER PHYSIK;

T. XVIII, n° 11 ; 1905.

A. KALAHNE. — Elektrische Schwingungen in ringförmigen Metallröhren (Oscillations dans les tubes de métal courbés en forme d'anneaux). — P.-92-128.

L'auteur cherche les intégrales des équations de Maxwell appliquées à ce cas particulier, en supposant la conductibilité du métal infinie.

M. LAMOTTE.

E. WARBURG. — Ueber die Wirkung der Bestrahlung, den Einfluss der Temperatur und das Verhalten der Halogene bei der Spitzenentladung, nach Versuchen von F. R. Gorton mitgeteilt (Influence de l'irradiation et de la température sur la décharge par les pointes dans les halogènes, d'après les expériences de F.-R. Gorton). — P. 128-139.

Toutes choses égales d'ailleurs, le potentiel minimum de décharge est le plus faible quand la pointe vient d'être limée. Il augmente quand la pointe a été soumise pendant longtemps aux décharges, ou chauffée dans la flamme, ou chauffée électriquement dans l'air ou l'oxygène humides. L'irradiation n'a aucun effet quand la pointe est neuve ; au contraire, elle ramène la différence de potentiel minimum à sa valeur primitive quand la pointe a subi l'un des traitements indiqués. Les rayons ultra-violets abaissant le potentiel seulement pour la décharge négative, les rayons du radium l'abaissent quel que soit le sens de la décharge : l'effet disparaît quand cesse l'irradiation.

Les pointes de platine fraîchement limées, qui sont insensibles à l'irradiation, deviennent sensibles sous l'action de la décharge, surtout dans l'hydrogène ou dans l'oxygène : dans l'air, le phénomène est moins régulier. Dans le brome, au contraire, la décharge les rend moins sensibles et le potentiel minimum diminue. La sen-

sibilité augmente quand on porte la pointe au rouge dans l'air ou l'oxygène humides, mais disparaît si les gaz sont secs.

Les autres métaux se comportent à peu près comme le platine. Le cuivre perd sa sensibilité quand il a été chauffé dans l'hydrogène et plongé dans l'alcool : la sensibilité est donc due à la couche d'oxyde formée sur la surface.

Si on porte le potentiel d'une pointe insensible aux radiations ou d'une pointe sensible soumise à ces radiations au delà du potentiel limite, l'intensité du courant croît d'une manière continue, mais au début très lentement.

D'après Röntgen, le potentiel initial nécessaire pour *commencer* la décharge est plus grand que le potentiel minimum nécessaire pour entretenir cette décharge. M. Gorton a trouvé que cette différence n'existe que pour les pointes sensibles et disparaît quand elles sont irradiées.

Aux températures très basses, celle de l'ébullition de l'air par exemple, la différence de potentiel minimum est notablement plus faible qu'à la température ordinaire. Ce phénomène est un phénomène secondaire, dû à la variation de densité provoquée par la chaleur du courant au voisinage de la pointe, laquelle est relativement plus grande quand la température est plus basse.

Si on détermine le potentiel minimum, en présence du radium, dans le chlore, le brome, l'iode, on trouve que ces gaz se distinguent par des valeurs relativement élevées de ce potentiel, plus que doubles de celles qu'on obtient dans l'hydrogène.

M. Lamotte.

K. HAHN. — Die ladende Wirkung der Röntgenstrahlen (Charges électriques produites par les rayons de Röntgen). — P. 140-171.

Tous les corps qui sont frappés directement par les rayons de Röntgen prennent une charge positive. Une lame mince se charge plus qu'une lame épaisse du même métal, et la différence est d'autant plus grande que la durée de l'irradiation est plus courte.

Le potentiel atteint par la lame dépend peu de la nature de la surface, mais il est fonction :

1° De la capacité du circuit relié à la lame : la quantité d'électricité (produit de la capacité par le potentiel) est d'autant plus petite que la capacité est plus petite. Si le phénomène est dû à la conductibilité

de l'air, il faut admettre que la quantité d'électricité produite par une quantité de rayonnement déterminée est constante;

2° De la durée de l'irradiation : le potentiel croît d'une manière continue avec cette durée, puis, quand elle dépasse 20 secondes, reste à peu près constant;

3° De la dureté des rayons : il est plus grand quand les rayons sont plus durs ;

4° De la nature du métal : le potentiel croît avec le poids atomique du métal et aussi à mesure que le métal est plus électronégatif. La première influence se fait sentir surtout avec les rayons durs : la deuxième avec les rayons doux;

5° Du gaz qui environne le métal : le potentiel obtenu est plus grand dans l'air que dans le gaz carbonique.

Les rayons secondaires tendent à contrarier la charge.

C'est à cette circonstance qu'il faut attribuer les résultats contradictoires obtenus dans des expériences où, le tube de Crookes étant enfermé dans une caisse de plomb, les rayons sortaient par une fenêtre recouverte d'une feuille d'aluminium battu.

M. Lamotte.

R. GANS. — Zur Elektrodynamik in bewegten Medien (Electrodynamique des milieux en mouvement). — 2e mémoire. — P. 172-186.

F. STREINTZ et O. STROHSCHNEIDER. — Versuche über Metallstrahlung (Expériences sur le rayonnement des métaux). — P. 198-207.

Descriptions de silhouettes de lames métalliques obtenues en mettant ces lames en contact avec une plaque photographique ou à une très petite distance de cette plaque.

M. Lamotte.

N° 12.

J. STARK, T. RETSCHINSKY und A. SCHAPOSCHNIKOFF. — Untersuchungen über den Lichtbogen (Recherches sur l'arc électrique). — P. 213-251.

Ces expériences ont été entreprises pour vérifier les idées théoriques exposées déjà (1).

(1) Stark, *Mém. publ. par la Soc. fr. de Physique*, 2e série : *Ions, électrons, corpuscules*, p. 736; — *Ionisation par collision*, p. 744 ; — *Le mécanisme de l'arc électrique*, p. 751.

Le gradient du potentiel dans l'arc proprement dit est plus grand dans l'hydrogène que dans le gaz carbonique : la différence est plus marquée avec les électrodes de cuivre qu'avec les électrodes de charbon ; elle s'explique par le refroidissement des électrons et de l'arc par l'atmosphère ambiante.

La chute de potentiel cathodique du courant non autonome dans la vapeur de mercure raréfiée qui provient de l'arc est environ 10 fois plus grande que la chute anodique. Il en est de même pour un courant non autonome transversal à travers l'arc au mercure ou l'arc entre charbons dans l'air libre. Cette différence traduit une grande différence entre les vitesses et aussi entre les masses des ions positifs et négatifs dans l'intérieur de l'arc.

La chute de potentiel cathodique dans la vapeur de mercure, à la cathode de mercure, est indépendante de l'intensité du courant.

La chute de potentiel anodique dépend de plusieurs paramètres : elle croît en général avec l'intensité, pourvu que la surface tout entière de l'anode soit couverte par le courant.

Dans la lumière anodique, au voisinage de l'anode froide, la chute de potentiel anodique est plus grande que dans l'aigrette cathodique, plus petite qu'au voisinage d'une anode chaude.

Dans ce dernier cas, elle croît avec la température de l'anode et baisse quand la densité de la vapeur de mercure croît au voisinage de l'anode; elle dépend de la matière de l'anode.

M. Lamotte.

J.-S. SACHS. — Untersuchungen über den Einfluss der Erde bei der drahtlosen Telegraphie (Recherches sur l'influence du sol dans la télégraphie sans fil). — P. 348-372.

Le transmetteur et le récepteur sont à induction électromagnétique d'après le système de Braun.

Les caractéristiques ont été calculées d'après les formules de Drude pour établir la résonance entre les deux circuits, et ces formules se sont vérifiées exactement.

L'énergie reçue par le récepteur est mesurée à l'aide d'un bolomètre.

La longueur des ondes employées était de 31 mètres; vis-à-vis de ces ondes, la surface du sol se comporte comme un milieu très absorbant et peu réfléchissant.

L'énergie transmise diminue notablement quand on remplace le condensateur par une prise de terre; il convient au contraire d'isoler soigneusement du sol tous les appareils pour accroître le rendement. La transmission est plus intense quand les bobines ont leurs axes parallèles à la direction des antennes : elle est 3 ou 4 fois plus grande quand on remplace le condensateur du transmetteur par une seconde antenne symétrique de la première.

Des fils tendus perpendiculairement aux antennes et à la droite qui joint le transmetteur au récepteur n'ont aucune action sur la transmission. S'ils se trouvent parallèles à cette droite, ils renforcent dans une certaine mesure la transmission.

Un fil parallèle à l'antenne intercepte d'autant plus d'énergie qu'il est en meilleure communication avec le sol, et fort peu s'il est isolé.

Les arbres couverts de feuilles jouent le rôle d'écrans s'ils se trouvent entre les appareils ; mais, s'ils se trouvent en arrière, ils peuvent renforcer la transmission par suite de la formation d'ondes stationnaires.

Dans le cas des ondes de 30 mètres, la puissance moyenne de la transmission décroît comme l'inverse du carré de la distance.

M. Lamotte.

R.-H. WEBER. — Permeäbilitatsmessungen an Stahlkugeln (Mesures de perméabilité sur des sphères d'acier). — P. 395-405.

Sur la sphère, dans un plan diamétral, on enroule quelques spires de fil assez fin, de manière qu'on puisse regarder toutes ces spires comme ayant le même diamètre que la sphère. Puis on construit une bobine cylindrique sur une carcasse non magnétique, en ébonite par exemple, et ayant le même diamètre exactement. La bobine sphérique S_0 et la bobine cylindrique S_1 sont placées ensuite à l'intérieur de deux bobines assez longues pour que le champ intérieur soit uniforme et dont les axes sont rectangulaires pour éviter leur induction mutuelle. Les bobines S_0 et S_1 sont en circuit avec un galvanomètre balistique, et de manière que les courants induits, quand on fait varier le champ, soient de sens contraire : la bobine S_0 porte 3 fois plus de spires que la bobine S_1.

On détermine les élongations s_1 et s_0 du balistique obtenues à l'aide du courant induit seulement dans S_1, puis des courants

induits en S_0 et en S_1 simultanément :

$$\sigma_0 = 3s_0 - s_1,$$

s_0 étant l'élongation qu'on obtiendrait avec la bobine S_0, si elle portait le même nombre de spires que S_1.

On a :

$$\mu = \frac{2s_1}{3s_0 - s_1} = \frac{2s_1}{\sigma_0}.$$

Il convient de déterminer directement $3s_0 - s_1$, parce qu'une faible erreur sur ce dénominateur entraîne une erreur considérable sur μ.

M. Lamotte.

B. WALTER et R. POHL. — Ueber das Eigenlicht des Radiumbromids (Sur la lumière propre du radium). — P. 406-410.

La luminescence de l'air s'étend à plusieurs centimètres du sel, ce qui confirme l'idée de M. et Mme Huggins, que cette luminescence est provoquée par le choc des rayons de Becquerel contre les molécules d'air.

M. Lamotte.

G.-E. LEITHAUSER. — Bemerkung zu der Arbeit des Hrn. Becker « Messungen an Kathodenstrahlen » (Remarque sur le travail de M. Becker « Mesures sur les rayons cathodiques »). — P. 410-412.

La diminution du coefficient d'absorption quand l'épaisseur croît, trouvée par M. Becker, ne subsiste pas quand on ne tient pas compte de l'émission secondaire. D'après M. Leithauser, l'existence de cette émission secondaire aurait besoin d'être démontrée. L'auteur s'étonne aussi que les coefficients d'absorption des rayons de 35.000 volts étudiés par M. Becker ne soient pas très différents de ceux qu'il a trouvés lui-même pour des rayons de 16.000 volts.

M. Lamotte.

N° 13.

R. MALMSTRÖM. — Versuch einer Theorie der elektrolytischen Dissoziation unter Berücksichtigung der elektrischen Energie (Essai d'une théorie de la dissociation électrolytique en tenant compte de l'énergie électrique). — P. 412-450.

L'énergie totale des ions est la somme de leur énergie cinétique et de leur énergie électrique potentielle.

Dans l'état d'équilibre, cette dernière est minimum ; mais, par suite des mouvements des ions, il se produit constamment un échange entre l'énergie cinétique et l'énergie potentielle. Il faut admettre que les ions effectuent des oscillations de faible amplitude autour des positions d'équilibre définies par le minimum d'énergie potentielle. En négligeant dans une première approximation les variations de l'énergie provoquées par ces oscillations, on peut la calculer en fonction de la concentration.

L'énergie sera proportionnelle au nombre des ions n et inversement proportionnelle à la racine cubique de la concentration $\frac{n}{V}$.

On obtient une équation analogue à celle de Van der Waals :

$$\left(p + \frac{a}{v^{\frac{4}{3}}}\right) v = RT,$$

où v est le volume moléculaire, dans le cas où l'électrolyte est complètement dissocié. Si k est le degré de dissociation, l'équation devient :

$$\left[p + \frac{1}{3} k \left(\frac{n}{V}\right)^{\frac{1}{3}}\right] V = (n' + 2n) RT.$$

Cette théorie se trouve en contradiction avec un certain nombre de faits expérimentaux.

M. Lamotte.

W. MATTHIES. — Ueber die Glimmentladung in den Halogenen Chlor, Brom, Jod (Décharge par lueurs dans les halogènes chlore, brome, iode). — P. 473-496.

On retrouve dans les halogènes les caractères habituels de la décharge par lueurs : une couche lumineuse anodique, une colonne positive, la région obscure de Faraday, la lueur négative et la région obscure d'Hittorf.

Dans le chlore, la lumière positive est d'un vert blafard quand la pression est basse, d'un vert intense quand la pression est plus élevée. Le spectre est le spectre connu de bandes avec les lignes caractéristiques. Aux basses pressions, la fluorescence du verre est très vive et presque toujours on observe une luminescence résiduelle intense.

Dans le brome, la lumière positive est d'une couleur rougeâtre très accentuée aux faibles pressions, violet rougeâtre aux pressions plus élevées, dont le spectre est un spectre de bandes correspondant aux bandes d'absorption. La fluorescence et la luminescence résiduelle s'observent comme dans le chlore.

Dans l'iode à basse pression, la luminescence cathodique est d'un magnifique jaune orangé, dont le spectre est continu depuis le rouge jusqu'au vert. Quand l'intensité du courant augmente, cette luminescence est masquée par la lumière positive, qui devient très intense : celle-ci est couleur fleur de pêcher et son spectre est le spectre de bandes observé par Ebert, Goldstein, etc. Le champ électrique et la chute de potentiel anodique sont plus grands dans les halogènes que dans l'azote, mais ils sont, toutes choses égales d'ailleurs, plus petits que dans les haloïdes mercuriques : c'est dans l'iode que le champ est le plus grand, dans le brome qu'il est le plus petit.

Les chutes de potentiel cathodiques normales sont à peu près proportionnelles au poids moléculaire de l'halogène ; mais la différence des valeurs de cette chute de potentiel dans l'halogène et dans l'haloïde mercurique correspondant est à peu près la même dans les trois cas.

M. Lamotte.

W.-V. IGNATOWSKI. — Reflexion elektromagnetischer Wellen an einen Draht (Réflexion des ondes électromagnétiques sur un fil). — P. 495-522.

L'auteur étudie la réflexion au point de vue mathématique.

M. Lamotte.

W. VOLGE. — Ein Beitrag zur Kenntniss der Funkenentladung in Gasen (Contribution à l'étude de la décharge explosive dans les gaz). — P. 606-617.

La différence de potentiel explosive est plus grande dans l'air que dans l'anhydride carbonique quand la distance est inférieure à 9 centimètres, plus petite au delà de cette distance. Cette différence doit être attribuée à la différence de vitesse des ions négatifs et à l'inégalité des réactions de l'anode sur la cathode.

Dans l'oxygène, la différence de potentiel explosive reste toujours supérieure à ce qu'elle est dans l'air ou le gaz carbonique.

Il convient de signaler l'influence qu'exerce sur la décharge un

gaz étranger, même en traces. Si on règle la différence de potentiel de façon à obtenir un flux régulier d'étincelles dans le gaz carbonique et qu'on introduit des traces d'oxygène, la décharge cesse aussitôt. Au contraire, si le récipient est rempli d'oxygène et si on introduit du gaz carbonique, l'effet ne s'en fait sentir qu'après l'expulsion presque complète de l'oxygène : la décharge est facilitée.

L'auteur a photographié les étincelles dans différents gaz; elles se distinguent par la coloration de leurs diverses parties.

L'influence du gaz sur la décharge est différente suivant que ce gaz entoure l'anode ou la cathode. Par exemple, la présence du gaz carbonique autour de l'anode retarde la décharge, et autour de la cathode la favorise. Une petite quantité de chlore autour de l'anode rend la décharge beaucoup plus difficile, tandis qu'à la cathode elle n'a presque aucune action, de même pour le brome et l'iode. Ce sont les gaz électronégatifs qui retardent ainsi la décharge quand ils entourent l'anode. Suivant la théorie des ions, cet effet s'explique par ce que les ions négatifs du chlore attirent les ions positifs de l'air qui se trouvent entre les deux électrodes.

M. Lamotte.

F. Hack. — Das elektromagnetische Feld in der Umgebung eines gedämpften schwingenden linearen Oszillators (Champ électromagnétique autour d'un oscillateur linéaire dont les oscillations sont amorties). — P. 634-638.

La distribution des lignes de force est à très peu près la même que si les oscillations ne sont pas amorties ; c'est seulement quand on cherche une très grande exactitude qu'il est besoin de tenir compte de la différence.

M. Lamotte.

A. Einstein. — Ist die Trägheit eines Körpers von seinem Energie inhalt abhängig? (L'inertie d'un corps est-elle fonction de son énergie?) — P. 639-641.

La masse d'un corps peut servir de mesure à son énergie : si l'énergie varie de L ergs, la masse varie dans le même sens de $\frac{L}{19 . 10^{20}}$ gr.

M. Lamotte.

N° 14.

CHR. JENSEN et H. SIEVEKING. — Verwendung von Microphonkontakten für telegraphische Relais und zum Nachweis schwacher Ströme (Emplois des contacts microphoniques comme relais télégraphiques et comme galvanoscopes pour les faibles courants). — P. 695-724.

Ce relais est un relais ordinaire dans lequel les contacts de platine ont été remplacés par des contacts de charbon.

Il faut que ce relais soit soustrait aux agitations accidentelles provoquées par les courants d'air ou les trépidations. On peut alors diminuer la pression initiale d'un contact sur l'autre, ce qui est favorable à la régularité du fonctionnement.

Il convient que la résistance initiale soit assez grande et que l'intensité du courant de ligne soit faible : la plus favorable est comprise entre 40 et 30 microampères : avec 2 microampères, on obtient encore un effet appréciable.

M. LAMOTTE.

M. TŒPLER. — Beobachtungen im Grenzgebiete zwichen Spitzenstrom und Büschellichtbogen (Glimmstrom) (Expériences dans les conditions limites entre le courant des pointes et l'arc d'aigrettes ou courants de lueurs). — P. 757-775.

Les expériences ont été effectuées entre des pointes de platine placées l'une au-dessus de l'autre.

Quand l'intensité du courant est voisine de 100 microampères, et la pression du gaz celle de l'atmosphère, l'intensité croît à peu près comme le cube de la différence de potentiel V; f étant la longueur de l'étincelle :

$$V = c\sqrt[3]{i}\,\frac{f}{f+9}.$$

Le facteur c dépend du degré d'acuité des pointes. Mais, si on augmente l'intensité, la décharge change de nature et devient discontinue au départ de l'anode. Pour suivre le courant des pointes jusqu'à des intensités plus grandes et jusqu'à ce qu'un flux d'étincelles parte de la cathode, il faut employer une anode ramifiée. On trouve que l'intensité croît alors plus vite que le cube de la différence de potentiel.

Pour représenter dans l'ensemble la relation entre l'intensité du

courant des pointes et la différence de potentiel, on peut se servir de trois formules d'interpolation :

1° pour les intensités faibles...... $i = k_1 (V - k_1')$
2° — — moyennes... $i = k_2 (V - k_2') V$
3° — — fortes...... $i = k_3 V^3$.

Au delà de 400 microampères, i croît même plus vite que V^3.

Bien entendu, la variation est continue; l'intensité à partir de laquelle il faut substituer une formule à l'autre dépend du degré d'acuité de la pointe.

Si on augmente l'écartement des électrodes, l'intensité qui limite l'intervalle dans lequel les formules sont valables croît, d'abord proportionnellement à l'écartement, puis beaucoup plus lentement.

L'intensité est d'autant plus voisine d'être proportionnelle au cube de la différence de potentiel que la pression est plus faible.

Tant que la distance des électrodes est supérieure à 15 centimètres, les courants sortant des deux électrodes sont indépendants l'un de l'autre : en particulier, l'intensité limite, pour laquelle la décharge se transforme en arc d'aigrettes, n'est pas la même pour les deux électrodes. Ces intensités limites sont d'ailleurs à peu près les mêmes qu'entre une pointe et une plaque.

Quel que soit le sens du courant, cette intensité limite est d'abord proportionnelle à la distance f, puis représentée par une équation linéaire à deux constantes :

$$a \cdot i = \frac{f}{f + b}$$

A mesure que les pointes se rapprochent, leur influence mutuelle s'accroît; à une distance plus petite que 10 centimètres, la transformation de la décharge à l'une des électrodes (en général l'intensité limite est atteinte d'abord à l'anode) provoque aussi cette transformation à l'autre électrode. On observe alors, jusqu'à 4 centimètres de distance, une intensité limite unique à peu près proportionnelle à la distance.

Il est contraire aux faits d'attribuer la transformation de la décharge à ce que la caractéristique $f(i, V)$ passe par un maximum. Chaque région de la décharge a sa caractéristique propre, et il suffit que l'intensité limite soit atteinte dans l'une de ces régions pour que la décharge change de caractère.

L'intensité limite du courant des pointes dans l'air entre deux pointes est à peu près indépendante de la pression; il en est de même pour l'intensité à partir de laquelle se produit le flux d'étincelles.

La différence de potentiel limite du courant des pointes (d'ailleurs la différence de potentiel maximum qui peut exister entre deux pointes) est à peu près proportionnelle à la distance. Au moment où la décharge passe à la forme d'arc d'aigrettes, la différence de potentiel subit une variation brusque; cette variation, qui est proportionnelle au carré de la pression, mesure la discontinuité de la transformation.

Entre le courant des pointes et l'arc d'aigrettes, il peut se produire une forme intermédiaire de décharges : l'aigrette avec partie positive prédominante.

Quand le courant des pointes se transforme en aigrettes, la différence de potentiel éprouve une légère variation brusque, puis croît lentement avec l'intensité et reste ensuite constante pendant un assez grand intervalle. Ces phénomènes s'expliquent aisément en tenant compte de ce que l'aigrette est une forme complexe, résultant de décharges partielles à différents stades de leur développement.

M. Lamotte.

F. WEIDERT. — Ueber den Einfluss der Belichtung auf die thermo elektrische Kraft des Selens (Influence de l'illumination sur le pouvoir thermoélectrique du sélénium). — P. 811-850.

Le sélénium fondu est appliqué sur des plaques de biscuit dépolies au jet de sable jusqu'à 6 ou 7 millimètres des petits côtés. Les électrodes sont formées par des fils de platine noyés dans le bord de la couche de sélénium, auxquels sont soudés des fils de constantan : la soudure se trouve au milieu du bord de la lame d'un côté, les fils de platine sont coupés au ras du sélénium.

Le système forme ainsi un couple thermoélectrique platine-sélénium et un élément platine-constantan, ce dernier destiné à mesurer la température des soudures du premier.

L'élément est ensuite recuit pour sensibiliser le sélénium.

Pour obtenir une différence de température constante entre les soudures, l'élément repose par les bords qui portent ces soudures sur deux tubes de laiton dont l'un est parcouru par un courant de

vapeur, l'autre par un courant d'eau froide. La force électromotrice se mesure par une méthode de compensation.

Afin d'éliminer l'influence de l'inertie du sélénium, l'élément est installé une journée à l'avance et maintenu à l'obscurité ; de plus, toutes les mesures se font en faisant croître l'intensité de l'illumination.

Les mesures ont porté sur du sélénium cristallisé (produit pur de Merck) et sur du sélénium en bâtons.

Le pouvoir thermoélectrique du sélénium II, recuit à 200°, subit, sous l'influence de l'illumination, une diminution de 3 à 4 0/0 dans les limites étudiées (de 0 à 442 bougies-mètres). Cette diminution paraît être en rapport avec la diminution de résistance, elle décroît quand l'intensité de l'illumination augmente, rapidement d'abord, puis plus lentement, comme cette dernière.

La valeur absolue du pouvoir thermoélectrique de ce sélénium était très grande : 1130 microvolts par degré centigrade (rapportée au plomb).

L'autre sorte de sélénium I, recuite à 100°, est plus sensible à l'illumination, mais elle est plus résistante, et est le siège de forces électromotrices qui ne disparaissent pas, même quand les deux soudures ont été maintenues à la même température pendant vingt-quatre heures; de plus, elle se polarise. Pour ces diverses raisons, la méthode décrite n'a pu lui être appliquée.

M. Lamotte.

P. LOHBERG. — Selbstgegenfritter (Autoantikohärer) (Anticohéreur automatique). — P. 850-855.

Sur un cylindre d'ébonite est fixée une anode, faite dans une pièce d'argent ; la partie centrale est légèrement bombée, et cette saillie est entourée d'un évidement circulaire. Sur la saillie est fixé un filet de matière diélectrique, de la gaze de soie, par exemple, imbibée de glycérine : il est recouvert de papier photographique dont la couche sensible est tournée du côté de l'anode. Ce dernier est fixé sur le bord par un anneau de caoutchouc.

Parallèlement à l'anode se trouve une cathode reliée au sol, constituée par la base d'un piston que peut faire mouvoir une vis micrométrique ; la cathode est munie sur le bord de pointes de gramophone. Ce système est enfermé dans un tube en ébonite, dont le

couvercle porte l'écrou de la vis micrométrique et qui est vissé sur celui de l'anode. Ce système est inséré dans un circuit renfermant une faible force électromotrice (1,5 volt), un rhéostat, un galvanomètre et un téléphone.

A l'aide de la vis micrométrique, on pousse les pointes de la cathode à travers le papier photographique et les particules de l'émulsion sensible et les membranes liquides jusqu'à la surface de l'anode, puis on les ramène lentement en arrière, de manière qu'il se forme pour ainsi dire des anticohéreurs individuels. Il est essentiel que les particules gardent une certaine liberté.

Quand le système reçoit des ondes électriques par rayonnement ou par conduction, l'aiguille du galvanomètre recule et le téléphone retentit.

En réglant convenablement la distance des électrodes, on obtient le retour presque instantané à l'état initial.

Si le système cesse de fonctionner même quand on modifie la distance des électrodes, c'est que le liquide fait défaut. Pour remédier à cet inconvénient, l'évidement de l'anode est percé et relié à un tube rempli du liquide, de sorte que celui-ci se renouvelle quand on retire la cathode en arrière.

L'auteur attribue ces phénomènes à l'électrolyse produite par les ondes électriques.

M. LAMOTTE.

B. WALTER. — Ueber das Nachleuchten der Luft bei Blitzschlägen (Luminescence résiduelle de l'air après les coups de foudre). — P. 863-866.

D'après l'auteur, cette luminescence est due à un écoulement de l'électricité dans le chemin tracé par la décharge principale, et non, comme on l'a admis, à une phosphorescence de l'air. Son principal argument est que cette luminescence n'apparaît souvent qu'un certain intervalle de temps après la décharge.

M. LAMOTTE.

G.-C. SCHMIDT. — Ueber Polarisations erscheinungen in Vakuumröhren (Phénomènes de polarisation dans les tubes à gaz raréfié). — P. 869-903.

Une sonde introduite dans un tube à gaz raréfié traversé par un courant, et par laquelle on fait passer une dérivation du courant prin-

cipal, se polarise. Cette polarisation n'est pas de nature électrolytique, mais est due à la raréfaction des ions au voisinage dela sonde.

Cette force électromotrice de polarisation reste invariable quand la densité du courant qui traverse la sonde est elle-même invariable.

Si on fait varier l'intensité du courant principal, l'intensité du courant dans le circuit dérivé est, pour une même valeur de la force électromotrice de polarisation, proportionnelle à très peu près à l'intensité principale.

Dans la lumière positive, la chute de potentiel anodique est faible, elle croît avec l'intensité et tend vers un maximum qui est la chute de potentiel anodique normale : la chute cathodique, d'abord très faible aussi, croît très rapidement avec l'intensité. Dans la région obscure intermédiaire, on observe ces mêmes lois de variation.

Dans les lueurs, les chutes de potentiel anodique et cathodique croissent avec l'intensité plus lentement que dans les deux régions précédentes.

Dans la région cathodique obscure, ces chutes de potentiel sont plus grandes que dans les autres parties de la décharge : la chute anodique est la plus grande des deux, à l'inverse de ce qui arrive dans celles-ci.

M. Lamotte.

G. KUCERA. — Ueber die von sekundären β und γ Strahlen des Radiums in verschiedenen Gasen hervorgebrachte Ionisation (Ionisation produite dans divers gaz par les rayons β et γ du radium). — P. 974-991.

Au degré de précision des expériences, l'ionisation produite dans les différents gaz (air, H^2, O^2, CO^2, SO^2) par les rayons secondaires des divers métaux est la même.

Le rayonnement secondaire paraît dû, pour 1 0/0 environ, aux rayons γ ; ces rayons provoquent aussi cette émission secondaire par la surface du corps d'où ils émergent. L'ionisation produite par les rayons secondaires et celle produite par les rayons β du radium sont égales, ce qui confirme le résultat obtenu par Mac Clelland que les rayons secondaires sont presque exclusivement formés de rayons β.

Dans l'anhydride sulfureux fraîchement préparé, l'ionisation décroît rapidement au début, plus lentement ensuite et atteint au bout d'une heure une valeur constante. Il en est de même pour les autres

gaz. Il est vraisemblable que ces gaz renferment des ions qui ont une vitesse de migration et un coefficient de recombinaison beaucoup plus faibles que ceux des ions produits par les rayons de Becquerel ou de Röntgen.

M. LAMOTTE.

W. WIEN. — Ueber die Energie der Kathodenstrahlen im Verhältniss zur Röntgen-und Sekundärstrahlen. (Energie des rayons cathodiques comparée à celle des rayons de Röntgen et des rayons secondaires). — P. 991-1007.

Cette énergie a été mesurée, d'une part, à l'aide de la pile thermo-électrique, d'autre part à l'aide du bolomètre, pour les rayons de Röntgen, par une méthode calorimétrique pour les rayons cathodiques. On tient compte de l'absorption des rayons de Röntgen dans la paroi du tube de Crookes.

L'énergie des rayons cathodiques étant :

$$1,15 \frac{\text{cal.-gr.}}{\text{sec.}},$$

celle des rayons de Röntgen est :

$$1,5 \,.\, 10^{-3} \frac{\text{cal.-gr.}}{\text{sec.}},$$

nombre qui est d'accord avec celui qu'a trouvé Dorn, si on tient compte de la fréquence des interrupteurs (5 pour Dorn, 32 pour Wien).

L'auteur traite ensuite la question théorique d'après les propriétés des électrons.

Soient : c, la vitesse de la lumière; v, celle des électrons ; l, l'espace sur lequel la vitesse de l'électron décroît de v à v_0; l'amplitude de la percussion λ est :

$$\lambda = l \frac{c}{v_0} = 1,15 \,.\, 10^{-10} \text{ centimètres.}$$

Sommerfeld avait trouvé, d'après les observations de Haga et Wind :

$$\lambda = 1,3 \,.\, 10^{-8} \text{ centimètres.}$$

On peut supposer que l'absorption des rayons de Röntgen est due à ce qu'ils provoquent l'émission secondaire. Si on connaît les lois

d'absorption des rayons cathodiques, il est possible de soumettre cette hypothèse au contrôle de l'expérience. Car, si toute l'énergie des rayons de Röntgen est transformée en énergie des rayons secondaires, on pourra calculer l'intensité de ceux-ci, pourvu qu'on connaisse leur vitesse. Si, d'autre part, les lois de l'absorption des rayons secondaires sont connues, on saura calculer quelle est l'intensité des rayons qui parviendront à l'émergence.

Les résultats concordent bien avec ceux de l'expérience ; 1/500 environ de l'énergie des rayons de Röntgen est recueillie dans les rayons secondaires. Bien qu'un accord aussi complet (calculé : 1/500 ; observé : 1/530) soit certainement fortuit, il indique toutefois que l'hypothèse de la transformation complète des rayons de Röntgen en rayons secondaires est plausible.

En calculant la vitesse qu'imprime à un électron une onde de Röntgen produite par un seul électron, on trouve que la vitesse des électrons des rayons secondaires ne peut provenir directement de l'accélération provoquée par de telles ondes.

Il n'est donc pas vraisemblable que les rayons secondaires soient empruntés aux électrons libres du métal, qui produisent la conductibilité : il est possible que les électrons de l'atome soient en équilibre instable, équilibre qui se trouve rompu par l'action des rayons primaires.

M. LAMOTTE.

H. GREINACHER. — Ueber eine an dünnen halbleitenden Schichten beobachtete Erscheinung (Phénomène observé sur des couches minces semi-conductrices). — P. 1020-1030.

La différence de potentiel qui s'établit entre les deux plaques métalliques doit être attribuée à une action du courant qui traverse la couche diélectrique ; le système paraît devoir être comparé à une pile plutôt qu'à un condensateur.

M. LAMOTTE.

W. HOLTZ.— Die wahre Bedeutung der Flügel am Reibzeug der Elektrisiermaschine (Rôle véritable des chemises entourant les frotteurs des machines électriques). — P. 1054-1057.

Ce rôle est d'empêcher la déperdition par les arêtes vives du coussin. On obtient le même résultat en prolongeant la surface con-

ductrice de celui-ci par une feuille de clinquant ou même de carton repliée en rond et fixée par l'autre bord à la face postérieure du coussin. M. LAMOTTE.

W. HOLTZ — Die Trichtervenlitröhre beim Wechsel von Druck und Funkenart (Soupapes électriques à entonnoir, leur fonctionnement pour différentes pressions du gaz et différentes natures d'étincelles). — P. 1057-1060.

Dans un tube où la pression est encore assez grande pour que la décharge ne soit pas divisée, elle passe de préférence dans l'entonnoir dont la base est tournée du côté positif. Si la pression est diminuée assez pour que la décharge soit stratifiée ou pour que les phénomènes de Crookes se produisent, c'est l'inverse qu'on observe.

Les apparences lumineuses diffèrent aussi selon la grandeur de la pression et la nature de la décharge. M. LAMOTTE.

R. THOLDTE. — Die Bestimmung der galvanischen Polarisation während des Schlusses des Stromes (Détermination de la polarisation électrolytique en circuit fermé). — P. 1061-1069.

Dans le circuit d'une pile se trouvent un galvanomètre, un rhéostat et l'un des circuits d'un galvanomètre différentiel ; en dérivation sur le rhéostat se trouve le voltamètre dont on veut mesurer la polarisation et le deuxième circuit du galvanomètre différentiel. Le différentiel est au zéro quand le voltamètre est hors circuit ; pour le ramener au zéro quand le voltamètre est en circuit et ramener l'autre galvanomètre à la même indication, il faut, d'une part augmenter la résistance de la dérivation, d'autre part diminuer celle du circuit principal.

On déduit de ces deux variations de résistance la force électromotrice de polarisation, en se servant des équations de Kirchhoff.

M. LAMOTTE.

M. WIEN. — Bemerkung zu der Abhandlung von Hrn. E. Madelung, Ueber Magnetisierung durch schnell verlaufende Strome... (Remarques sur le mémoire de M. E. Madelung : Aimantation par les courants très rapides...) — P. 1077.

D'après M. Wien, les résultats de M. Madelung ne peuvent être comparés aux siens ; lui-même a cherché la relation entre la forme des

cycles d'hystérésis et la fréquence, en tenant compte des courants de Foucault. M. Madelung élimine ceux-ci et par suite n'obtient qu'une mesure de l'influence de ces courants sur les cycles d'hystérésis.

M. LAMOTTE.

M. IGNATOWSKI. — Berichtigung zu der Arbeit: Reflexion elektromagnetischer an einem Draht (Rectification au mémoire : Réflexion des ondes électromagnétiques sur un fil). — P. 1078.

Correction d'erreurs typographiques.

M. LAMOTTE.

THE PHYSICAL REVIEW ;

T. XIX ; octobre, novembre, décembre 1904 ; t. XX.

WAIDNER et BURGESS. — The temperature of the arc (Température de l'arc). — P. 241-257.

Étude comparative à l'aide des pyromètres optiques de Wanner, d'Holborn et de Le Châtelier. Le tableau suivant résume les résultats obtenus par les auteurs et par de précédents expérimentateurs. On a marqué d'un astérisque (*) les températures de l'arc considéré comme un corps noir.

Observateur.	Température absolue de l'arc.	Méthode.
Le Châtelier	4370	Photométrique. Intensité de la lumière rouge.
Violle	3870	Calorimétrique ; chaleur spécifique du carbone.
Wilson et Gray	3600	Radiation totale de l'oxyde de cuivre.
Wanner	3700-3900*	Photométrique ; loi de Wien.
Very	3600-4000	Loi du déplac^t de Wien, $\lambda_m T = C^{te}$.
Lummer et Pringsheim	3750-4200	Loi du déplacement de Wien.
Féry	3760*	Radiation totale ; loi de Stefan.
	4150*	Photométrie ; loi de Wien.
Waidner et Burgess	3690*	Pyromètre Holborn-Kurlbaum : loi de Wien.
	3680*	Pyromètre Wanner : loi de Wien.
	3720*	Pyromètre Le Châtelier : loi de Wien.

BRADLEY, BROWNE et HALE. — Effect of mechanical vibration upon carbon dioxyde near the critical temperature (Effet de la vibration sur l'acide carbonique au voisinage de la température critique). — P. 258-272.

Lorsqu'on transmet à l'acide carbonique enfermé dans un piézomètre de Cailletet les vibrations d'un diapason par l'intermédiaire du mercure, les isothermes sont modifiées ; le volume croît avec la fréquence de la vibration.

TAYLOR. — The comparison of small inductances at high frequencies (Comparaison de faibles inductances, à fréquences élevées). — P. 273-280.

Emploi d'une méthode de résonance qui permet en même temps de déterminer la période. Des inductances voisines de 10^{-7} sont mesurées avec une erreur relative voisine de 6 0/0.

HEYL. — Some physical properties of current bearing matter (Propriétés de la matière traversée par un courant). — P. 281-292.

Un courant de 1.000 ampères par centimètre carré n'altère pas de 2 millièmes de sa valeur le coefficient d'élasticité du cuivre.

Un courant de 2.500 ampères par centimètre carré ne produit pas une variation de 2° dans la température de fusion de l'étain.

GRAY. — An automatic commutator and galvanometer key for measuring periodically recurring phenomena (Commutateur-interrupteur automatique pour courants interrompus). — P. 293-297.

WHITE. — Sensitive moving coils galvanometers (Galvanomètre sensible à bobine mobile). — P. 305-329.

Étude théorique des conditions de fonctionnement des galvanomètres du type d'Arsonval. Conditions d'établissement d'un galvanomètre simple et robuste ayant une sensibilité effective de 560 mégohms pour une résistance de 100 ohms et une période de 1,3 seconde. L'emploi d'un miroir séparé, dont les conditions d'établissement sont indiquées, accroît grandement la sensibilité.

Un prisme à réflexion totale permet de doubler la déflexion horizontale en éliminant les déplacements verticaux. Enfin, une excellente stabilité peut être assurée à l'aide d'une suspension à flotteur.

BRADLEY et ROWE. — Test of the liquid air plant at Wesleyan University (Installation pour la liquéfaction de l'air). — P. 330-343.

Liquéfacteur du type Hampson ; production moyenne d'air liquide : 439 centimètres cubes par cheval-heure.

GRAY. — An automatic potential regulator (Régulateur automatique de potentiel). — P. 344-346.

Deux plateaux, dont un muni de pointes, sont reliés aux deux pôles d'une machine statique ; leur distance est réglée par les actions antagonistes d'un ressort et de l'attraction électrostatique. Ce dispositif donne de très bons résultats pour des potentiels de l'ordre de 5.000 volts.

GRAY. — On the production of ozone in the Siemens generator ; and on an improved construction of this apparatus (Modification du générateur d'ozone de Siemens). — P. 347-368.

Les conditions favorables à un bon rendement sont : un bon isolement, — l'emploi d'oxygène sec, — l'emploi de décharges aussi brusques que possible.

GOODWIN et HASKELL. — The electrical conductivity of very dilute hydrochloric and nitric acid solutions (Conductibilité de solutions étendues d'acides chlorhydrique et azotique). — P. 369-386.

Les valeurs obtenues pour la conductibilité sont inférieures de 1 0/0 à celles données par Kohlrausch.

BRADLEY et HALE. — The distribution of temperature in an air liquefier of the single-circuit type (Distribution des températures dans un liquéfacteur d'air Hampson). — P. 387-395.

Les variations de température sont extrêmement rapides de part et d'autre du robinet de détente.

NICHOLLS et MERRITT. — Studies of luminescence (Etudes sur la luminescence). — P. 396-421.

Les auteurs soumettent à une étude quantitative le phénomène

découvert par Burke (influence de la fluorescence sur le pouvoir absorbant).

Le pouvoir absorbant éveillé par la fluorescence ne croît pas proportionnellement à cette dernière, mais tend vers un maximum.

De plus, l'effet est variable avec la longueur d'onde, avec un maximum au voisinage de 520 $\mu\mu$ pour les substances étudiées.

La fluorescence paraît due à une modification du corps fluorescent éveillée par la radiation active et qui disparaît spontanément ; ce qui tend à le prouver, c'est que la conductibilité électrique d'une solution fluorescente s'accroît quand on l'illumine ; l'accroissement de conductibilité a atteint 1,1 0/0 pour les solutions alcooliques d'éosine.

L'effet commence et cesse en même temps que la fluorescence ; il est de même sens que celui qui correspondrait à une élévation de température, et ne se manifeste pas avec les substances dépourvues de fluorescence.

WAIDNER et BURGESS. — Radiation pyrometry (Mesure des hautes températures pour les radiations). — P. 422-451.

Les lois de Stefan et de Wien et les pyromètres fondés sur l'application de ces lois (pyromètres Holborn, Wanner, Féry, Le Châtelier) donnent des résultats concordants jusqu'aux plus hautes températures, et peuvent, par suite, définir une échelle thermométrique.

HARTMAN. — A limitation in the use of the Wanner pyrometer (Limitation à l'emploi du pyromètre de Wanner). — P. 452-455.

L'instrument donne de bons résultats lorsqu'on étudie la radiation de larges surfaces, mais de mauvais lorsqu'on l'applique à un fil fin incandescent ; l'erreur, qui peut alors atteindre 30 0/0, est attribuée à un effet de diffraction.

BACON. — The equilibrium pressure of a vapor at a curved surface (Tension de vapeur au contact d'une paroi courbe). — P. 1-9.

Dans un vase en verre contenant de l'eau et sa vapeur, sont fixés verticalement trois tubes capillaires de $1^{mm},58$ de diamètre, fermés à leur

bout inférieur et contenant de l'eau à des niveaux variables; le tout est mis à l'abri des variations de température. Si la théorie de lord Kelvin est exacte, les niveaux dans ces trois tubes doivent varier jusqu'à la valeur qu'ils atteindraient si les tubes étaient ouverts à l'extrémité qui plonge dans le liquide du vase. De fait, les variations du niveau, suivies au cathétomètre, sont bien dans le sens prévu par la théorie; mais leur lenteur est extrême : la vitesse la plus grande observée a été de 4 centimètres dans une année. Il semble, d'après cela, que dans un nuage les grosses gouttes se forment, non par évaporation, mais par réunion des petites gouttes.

RANDALL. — On the coefficient of expansion of quartz (Coefficient de dilatation du quartz). — P. 10-37.

La méthode employée est celle de Fizeau et de Benoît. Les expériences, peu nombreuses au-dessous de 100°, ont été poussées jusqu'à 500°. Entre 0° et 100°, elles sont en complet accord avec les formules données par Benoît et par Scheel. Vers 480°, elles manifestent un accroissement rapide du coefficient de dilatation, en accord avec la modification indiquée par Mallard et Le Châtelier, et qui se produit d'une façon continue entre 400 et 600°.

AYRES. — Coefficients of linear expansion at low temperatures (Coefficients de dilatation aux basses températures). — P. 38-51.

Étude des dilatations de fils d'aluminium et d'argent entre 0 et — 185°.

SHEARER. — Note of coefficients of expansion at low temperature (Coefficients de dilatation à basse température). — P. 51-53.

ELMEN. — Electric double refraction in carbon disulphide at low potentials (Phénomène de Kerr dans le sulfure de carbone pour de faibles différences de potentiel). — P. 54-61.

La biréfringence produite par un champ électrique est proportionnelle au carré du champ. Cette loi est en défaut, d'après l'auteur, pour les différences de potentiel inférieures à 200 volts par millimètre. La biréfringence est alors proportionnelle à une puissance du champ inférieure au carré.

TROWBRIDGE. — On the differential transformer (Sur le transformateur différentiel). — P. 65-76.

Il s'agit de l'appareil réalisé par Ho et par Duane et Lory sous la forme d'un téléphone sur la bobine duquel sont enroulés des fils identiques ; deux courants alternatifs identiques envoyés dans ces deux enroulements s'équilibrent exactement, mais le téléphone résonne si on produit entre ces courants une différence d'intensité ou de phase. L'appareil est approprié à la comparaison des inductances avec une sensibilité de $\frac{1}{5000}$. L'auteur étudie les conditions de fonctionnement de cet instrument.

FENNER et RITCHMYER. — The heat of vaporization of liquid air (Chaleur de vaporisation de l'air liquide). — P. 77-84.

La chaleur de vaporisation est de 61 calories par gramme pour l'oxygène et de 49,2 calories pour l'azote ; mais le mélange des deux liquides n'a pas la chaleur de vaporisation qu'on pourrait déduire de sa composition centésimale.

RANDALL. — The coefficient of expansion of nickel at its critical temperature (Coefficient de dilatation du nickel à sa température critique). — P. 85-88.

Harrison avait signalé une dilatation anormale du nickel en fils, entre 365 et 370°. En opérant par la méthode de Fizeau sur un cylindre de nickel pur, l'auteur n'a constaté aucune trace de cette anomalie.

HEBB. — The velocity of sound (La vitesse du son). — P. 88-99.

La méthode employée, suggérée par Michelson, repose sur l'emploi de deux paraboloïdes coaxiaux. Une source sonore est placée au foyer de l'un d'eux, en même temps qu'un premier téléphone; un second téléphone, placé sur le même circuit que le premier, est placé au foyer du second paraboloïde. En déplaçant ce deuxième paraboloïde dans la direction de son axe, on observe une série de maxima et de minima alternatifs dans le courant téléphonique, qui permettent de déterminer la longueur d'onde.

La moyenne des déterminations a donné, pour la vitesse du son ramenée à zéro, 331^{m},8, à un millième près.

CHILD. — The arc in a magnetic field
(L'arc dans un champ magnétique). — P. 100-112.

La différence de potentiel entre deux points situés de part et d'autre de l'arc se modifie quand on produit un champ magnétique. Cet effet diffère du phénomène de Hall; il peut s'expliquer en admettant que les ions positifs se meuvent plus vite que les négatifs.

BERGEN DAVIS. — Theory of the electrodeless ring-discharge
(Théorie de la décharge annulaire sans électrodes). — P. 129-150.

L'auteur, qui ne paraît pas avoir connaissance des travaux de M. Bouty, se propose, suivant sa propre expression, de déterminer l'intensité électrique minimum, en volts par centimètre, qui est nécessaire pour déterminer la décharge annulaire sans électrodes dans les gaz à différentes pressions. La décharge oscillante d'un condensateur traverse six tours de fil placés autour d'un ballon sphérique contenant le gaz étudié et y provoque l'effluve.

Une théorie des phénomènes est développée d'après les idées de Townsend.

TAYLOR. — The comparison of inductances with great precision
(Comparaison précise des inductances). — P. 151-159.

Étant donnés deux circuits de résistances r_1 et r_2 parcourus par des courants alternatifs i_1 et i_2, on établit l'équilibre de i_1r_1 et de i_2r_2 à l'aide d'un potentiomètre; on peut alors juger, à l'aide d'un téléphone, de l'égalité de deux inductances introduites dans les deux circuits.

MENDENHALL. — On the luminous efficiency of the carbon filament
(Rendement lumineux du filament de carbone). — P. 160-162.

Le rendement optique d'une lampe à incandescence serait 0,026, ce qui donnerait 2.150° pour la température absolue du filament considéré comme un corps noir; sa température effective doit être plus basse, en raison de son émission sélective.

MAC DOWELL. — Circular dichroïsm in natural rotatory solutions (Dichroïsme en solutions douées du pouvoir rotatoire naturel). — P. 163-171.

L'auteur reprend le travail de M. Cotton en utilisant le polariseur elliptique à pénombre de Brace, qui permet de déceler une différence d'absorption de $\frac{1}{10.000}$ entre les deux circulaires. Ses expériences ont porté sur le tartrate de potassium et de chrome, le tartrate de cuivre, le tartrate de cobalt ammoniacal, le malate de cuivre, le tartrate de nickel.

EDDY. — The electromagnetic theory and the velocity of light (Théorie électromagnétique et vitesse de la lumière). — P. 193-219.

Les expériences de Brace, Morley et Mills ont eu pour objectif de constater par des mesures directes la variation de vitesse de la lumière dans le sulfure de carbone, quand on produit un champ magnétique dans le sens de sa propagation; elles ont donné un résultat négatif pour la lumière polarisée rectilignement; mais, pour des rayons polarisés circulairement, on a pu constater une différence d'une ou plusieurs longueurs d'onde entre les deux circulaires inverses. Ce résultat est d'accord avec la théorie élémentaire de la propagation d'un mouvement vibratoire, mais non avec celle de Rowland, qui attribue à l'effet Hall la rotation du plan de polarisation dans le liquide actif.

On peut encore aborder le même problème en adoptant les vues de Lorenz; si on suppose que les ions chargés ont un mouvement orbital, le calcul montre que le champ magnétique doit diminuer la vitesse d'un rayon polarisé rectilignement; il doit l'accroître, au contraire, si les ions chargés ont un mouvement de translation transversal au champ. L'expérience permettrait donc de décider entre les deux hypothèses, si la petitesse de l'effet ne le rendait pas insensible par les moyens dont on dispose actuellement.

PIERCE. — Experiments on resonance in wireless telegraphs circuits (Résonance en télégraphie sans fil). — P. 220-251.

Étude des conditions de résonance lorsqu'on fait varier la forme et la disposition des antennes d'émission et de réception.

COBLENTZ. — Water of constitution and of crystallization (Eau de constitution et de cristallisation). — P. 252-258.

Le spectre d'absorption de l'eau consiste en de larges bandes aux environs de 1,5 μ, 3 μ, 4,7 μ et 6 μ. Or ces bandes ne se retrouvent pas dans les micas, la biotite, la brucite, qui renferment pourtant H^2O dans leur constitution ; elles figurent, au contraire, dans le spectre d'absorption de la sélénite. L'étude spectrale fournit donc un nouveau moyen de différencier l'eau de constitution et l'eau de cristallisation.

BOYNTON. — Thermodynamical potentials (Potentiel thermodynamique). — P. 259-267.

Application du potentiel thermodynamique à un fluide défini par l'équation de Van der Waals.

COLE. — The tuning of thermoelectric receivers for electric waves (Nombre de vibrations d'un récepteur thermoélectrique d'ondes hertziennes). P. 268-272.

Quand un récepteur thermoélectrique linéaire est accouplé à un excitateur de Righi, les courbes d'interférence montrent la longueur d'onde caractéristique du récepteur ; cette longueur est 2,52 fois celle du récepteur, ce qui est d'accord avec la théorie de Mac Donald, tandis qu'elle devrait être double dans les idées de Poincaré.

COBLENTZ. — Infra-red absorption spectra (Spectres d'absorption dans l'infra-rouge). — P. 273-291 et p. 337-363.

Le spectre d'absorption, dans l'infra-rouge, de 135 composés organiques, a été étudié, jusqu'à 15 μ, à l'aide d'un radiomètre et de deux spectroscopes à miroirs et à prisme de sel gemme. De cette étude se dégagent les résultats suivants :

1° Le spectre d'absorption n'est pas le même pour les composés isomériques ; il dépend donc de la structure de la molécule. Au contraire, les composés *stéréomériques*, comme la dextro et la lévopinine, ont le même spectre, ce qui montre que la configuration de la molé-

cule, c'est-à-dire l'arrangement des atomes dans l'espace, est sans action;

2° On n'a pas observé, comme le voudrait la loi de Kundt, de déplacement des maxima avec le poids moléculaire, sauf avec les gaz pour la bande située entre 3,1 μ et 3,5 μ;

3° Les spectres ne sont pas modifiés par une variation de température de 20°;

4° Certaines bandes, communes à de nombreux composés, paraissent indiquer la présence de quelque ion ou noyau commun à ces composés; c'est ce que résume le tableau suivant :

Groupe.	Bandes d'absorption caractéristiques du groupe.
CH^2 ou CH^3	3,43 — 6,86 — 13,6 — 13,8 — 14 μ.
AzH^2	2,96 — 6,1 à 6,15 μ.
C^6H^6	3,25 — 6,75 — 8,68 — 9,8 — 11,8 — 12,95 μ.
AzO^2	7,47 ? — 9,08 μ.
OH	2,95 μ.
AzCS	4,78 μ.

HULL. — The elimination of gas action in experiments on light pressure (Elimination de l'effet gaz dans les expériences sur la pression de radiation). — P. 292-299.

Si on emploie, pour recevoir la radiation, une lame de verre d'une minceur extrême, ses deux faces s'échauffent également, et l'effet gaz est négligeable.

PATTERSON. — The torque between the two coils of an absolute electrodynamometer (Couple de torsion des bobines d'un électrodynamomètre). — P. 300-311.

Calcul du couple de torsion; application à l'établissement d'un électrodynamomètre absolu.

COOK. — On the theory of the electrolytic rectifier (Théorie de la soupape électrolytique). — P. 312-321.

Mesure de la force électromotrice et de la résistance apparente à 0°, 18° et 50°.

HARTMAN. — The conduction losses from carbon filaments when heated to incandescence in different gases (Refroidissement par les gaz des filaments de carbone incandescents). — P. 322-332.

Une lampe à incandescence est remplie successivement d'hydrogène, d'azote, d'oxyde de carbone, d'acide carbonique ; on mesure l'énergie consommée par cette lampe à différents régimes.

De FOREST-PALMER. — An optical determination of the zero point in the telescope-mirror-scale method (Détermination du zéro dans les mesures angulaires par la méthode de Poggendorf). — P. 333-336.

On utilise un second miroir placé sur l'échelle graduée.

CHILD. — The electric arc in a vacuum (L'arc électrique dans le vide). — P. 364-378.

On prend les différences de potentiel entre les charbons + et — et une électrode auxiliaire placée au centre de l'arc. Quand la pression du gaz diminue de 200 millimètres à $0^{mm},02$, la chute de potentiel entre la cathode et l'électrode auxiliaire reste presque invariable (15^v-13^v) ; mais celle qui existe entre l'anode et cette même électrode baisse de 25 à 5 volts. Si l'arc jaillit entre des tiges de cuivre ou de fer, la chute de potentiel autour de l'anode ou de la cathode est indépendante de la pression.

Dans une troisième série d'expériences, l'arc est produit entre une anode en graphite et une cathode en métal fondu ; on constate une relation entre la chute de potentiel à la cathode et la température de fusion.

Métal formant la cathode..........	Al	Sb	Zn	Pb	Cd	Bi	Sn
Point de fusion.....................	600	432	412	326	315	260	230
Chute de potentiel à la cathode	19^v	8^v	9^v	8^v	7^v	6^v	8^v

D'autres expériences, faites dans l'hydrogène à des pressions variables, donnent des résultats analogues, mais moins marqués.

SKINNER. — The evolution of hydrogen from the cathode and its absorption by the anode in the gases (Emission cathodique et absorption anodique de l'hydrogène dans les gaz). — P. 1-15.

Les expériences de ce très intéressant mémoire sont faites à l'aide d'un tube contenant une anode unique et une cathode-revolver for-

mée de dix métaux différents pouvant être substitués l'un à l'autre. Le courant électrique est fourni par une batterie de petits accumulateurs, et le tube est en relation avec une trompe et un tube-électrode dont la cathode, formée d'un alliage de sodium et de potassium, peut absorber l'azote, l'oxygène et l'hydrogène. On opère soit sur de l'hélium pur, soit sur des mélanges d'hélium et d'hydrogène.

On constate d'abord que tous les métaux, lorsqu'ils sont cathodes, dégagent de l'hydrogène, à l'exception de l'alliage sodium-potassium et du mercure distillé dans le vide. Mais l'anode absorbe bientôt cet hydrogène, de sorte qu'au bout de quelque temps ce gaz acquiert une pression fixe.

Au début et tant que la cathode est assez riche en hydrogène, ce gaz se dégage seul et *dans la proportion voulue par la loi de Faraday*, et l'absorption par l'anode obéit à la même loi. Plus tard (au bout de 2 à 5 minutes avec un courant de 2 microampères), l'émission d'hydrogène devient moindre que celle voulue par la loi : c'est qu'alors sans doute le métal de la cathode commence lui-même à être projeté. Et bien qu'il existe une proportion considérable d'ions positifs libres en face de la cathode, ils ne déchargent pas celle-ci tant qu'elle fournit assez d'hydrogène pour porter le courant électrique.

HUDSON. — Application of the hypothesis of dissolved ice to the freezing of water and of dilute solutions (La glace considérée comme un corps dissous; application à la congélation de l'eau et des solutions étendues). — P. 16-26.

Röntgen a émis l'hypothèse que la glace possède une solubilité définie dans l'eau, et aussi une concentration d'équilibre définie, ces deux quantités variant séparément avec la température. Cette hypothèse entraîne comme conséquence que le point de congélation de l'eau pure est la température pour laquelle la solubilité est égale à la concentration d'équilibre. On peut montrer, de plus, que la concentration de la glace est moindre dans une solution que dans l'eau pure, d'où il résulte que les solutions ont un point de congélation plus bas que celui de l'eau ; on trouve aussi, dans cette hypothèse, la formule connue $dT = \frac{a}{1000} \frac{RT^2}{L}$. Enfin, la température du maximum de densité doit être plus basse pour les solutions que pour l'eau pure.

STONE. — Color in platinum films (Pellicules de platine colorées). — P. 27-40.

Lorsqu'on dépose par ionoplastie du platine en prenant pour cathode un fil ou un crayon de métal, on obtient une couche d'épaisseur variable et présentant des colorations. Ces irisations ne se produisent que lorsque la pression dans le récipient ionoplastique est supérieure à 3 dixièmes de millimètre; elles ne sont pas dues à l'action de l'air, car elles se produisent aussi bien dans une atmosphère d'hydrogène. En examinant ces dépôts à un grossissement de 2.500 diamètres, on constate qu'ils ne sont pas uniformes, mais constitués par un semis de particules sphériques ayant un diamètre de 0,5 à 0,9 μ.

WOOD et SPRINGSTEEN. — The magnetic rotation of sodium vapor (Pouvoir rotatoire magnétique de la vapeur de sodium). — P. 41-51.

Les mesures faites en observant la vapeur de sodium chauffée dans un tube de fer et placée dans un champ magnétique montrent que la dispersion rotatoire magnétique peut être représentée pour cette vapeur par la formule :

$$\delta = \frac{b\lambda^2}{(\lambda^2 - \lambda_m^2)^2},$$

où

$$b = 113{,}382, \qquad \lambda_m = 5{,}893.$$

De FOREST-PALMER. — Thermo-electric determination of temperatures between 0° and 200° (Détermination des températures entre 0° et 200° à l'aide de couples thermo-électriques). — P. 65-79.

On utilise un couple formé de fer et d'un alliage nommé « Advance » constitué de 0,55 de cuivre, 0,444 de nickel et 0,006 de fer. En s'entourant de précautions décrites dans le mémoire, on peut évaluer commodément les températures comprises entre 0 et 200° avec une précision de $\frac{1}{2.500}$.

BEVIER. — The vowels A, O, U (Les voyelles A, O, U). — P. 80-89.

Étude du mouvement vibratoire caractéristique des voyelles A, O, U de l'alphabet anglais.

RAYMOND. — The measurement of inductance and capacity by means of the differential ballistic galvanometer (Mesure des inductances et des capacités au moyen du galvanomètre balistique différentiel). — P. 90-110.

WHITEHEAD. — Magnetic effect of electric displacement (Effet magnétique des courants de déplacement). — P. 111-121.

Un bloc de paraffine est placé dans un champ électrostatique alternatif et produit un courant induit dans un solénoïde enroulé autour de lui; l'intensité effective mesurée de ce courant vaut $5,6 \times 10^{-6}$ ampères, alors que l'intensité calculée d'après les équations de Maxwell vaut $3,16 \times 10^{-6}$ ampères.

DREW. — The infra-red spectrum of CO_2 and nitrogen (Spectre infra-rouge de CO^2 et de Az). — P. 122-128.

La région anodique d'un tube de Geissler plein d'air présente une bande vers 4,75 μ. Cette radiation ne peut être confondue avec celle de CO^2, qui se place entre 4,67 et 4,70 μ, suivant la pression, ni avec celle de l'azote.

GOODWIN et SOSMAN. — On Billitzer's method for determining absolute potential differences (Mesure des différences absolues de potentiel par la méthode de Billitzer). — P. 129-145.

Billitzer mesure les différences de potentiel entre une électrode et le liquide où elle plonge en évaluant les déplacements de cette électrode sous l'influence d'un champ électrique. L'auteur applique cette méthode sous trois formes différentes, dont aucune n'a confirmé les valeurs obtenues par Billitzer, valeurs qui étaient en contradiction avec celles que fournit l'étude des tensions superficielles.

NICHOLS. — On the distribution of energy in the visible spectrum (Distribution de l'énergie dans le spectre visible). — P. 147-165.

Étude critique des résultats obtenus par différents expérimentateurs pour l'étalon Hefner, le gaz, le pétrole, le carbone incandescent, l'arc électrique, les oxydes incandescents, le soleil. Comparaison, pour ces différentes sources, de l'énergie visible rayonnée. Relation entre la température et l'énergie rayonnée en lux-centimètres.

SLATE. — The range of adjustment for the conical pendulum (Conditions d'oscillation du pendule conique). — P. 166-168.

SKINNER. — The evolution of nitrogen from the cathod and its absorption by the anode in gases (Emission de l'azote par la cathode; son absorption par l'anode). — P. 169-180.

L'azote joue, avec des électrodes en charbon, le même rôle que l'hydrogène avec des électrodes en métal, c'est-à-dire qu'il est émis par la cathode et absorbé par l'anode et que ce phénomène obéit à la loi de Faraday pour l'électrolyse.

BECKNELL. — The residual electromotrice force of the carbon arc (Force électromotrice résiduelle de l'arc). — P. 181-188.

Lorsqu'on coupe le courant continu qui alimente un arc, il subsiste pendant une dizaine de secondes un courant résiduel correspondant à une force électromotrice entre les charbons, dirigée du pôle — au pôle +, et de l'ordre du dixième de volt. L'auteur propose, de cet effet, l'explication suivante : Quand le courant passe, les ions sont émis principalement par le charbon négatif; dès que le courant est interrompu, ils sont émis simultanément par les deux charbons, mais en quantité plus grande par le charbon positif, dont la température est plus élevée.

HEYL. — Some physical properties of current-bearing matter, boiling point (Point d'ébullition des liquides traversés par un courant électrique). — P. 189-192.

Le point d'ébullition du mercure ne varie pas de 0°,04 par un courant de 100 ampères par centimètre carré. Ceux du sulfate de cuivre et de l'acide acétique ne varient pas de 0°,001 pour des densités de courant atteignant 0a,05 pour le premier et 0a,001 pour le second de ces électrolytes.

TERRY. — On the variation of a capacity with temperature (Action de la température sur une capacité). — P. 193-197.

La capacité d'un condensateur diminue lorsqu'il s'échauffe; le coefficient de variation dépend du mode de construction.

HOLBORN et AUSTIN. — On the specific heat of gases at high temperatures (Chaleur spécifique des gaz à haute température). — P. 209-228.

Voici les résultats obtenus, par une méthode analogue à celle de Regnault, pour la chaleur spécifique à pression constante :

Intervalle de tempre	Azote	Oxygène	Air	Air calculé d'après Az et O
20° — 440°	0,2419	0,2240	0,2366	0,2376
20° — 630°	0,2464	0,2300	0,2429	0,2426
20° — 800°	0,2497	—	0,2430	—

STEWART. — The quadrant electrometer, as used for measuring current (L'emploi de l'électromètre à quadrant comme galvanomètre). — P. 229-246.

Lorsque, dans les expériences sur la radioactivité, on mesure des quantités d'électricité par les déviations de l'aiguille d'un galvanomètre, la proportionnalité entre ces deux quantités ne peut être admise que si l'aiguille se meut d'un mouvement uniforme. Mais, dans tous les cas, il existe des méthodes, indiquées dans le mémoire, qui permettent d'utiliser l'électromètre pour la mesure d'un flux d'électricité.

NICHOLLS et MERRITT. — Studies of luminescence (Études sur la luminescence). — P. 247-259.

Étude spéciale de la blende de Sidot excitée par les rayons X ou la lumière de l'arc. Le spectre de phosphorescence consiste en plusieurs bandes, dont chacune décroît avec une vitesse différente ; les bandes violettes ne durent qu'un ou deux dixièmes de seconde, tandis que les bandes vertes persistent des heures entières.

KESTER. — The Joule-Thomson effect in carbon dioxyde ; I, experimental (L'effet Joule-Thomson dans l'anhydride carbonique ; expériences). — P. 260-288.

La méthode employée est celle de Thomson. L'anhydride carbonique est tiré d'un canon de CO^2 liquéfié ; les différences de températures ont été évaluées avec des éléments thermo-électriques. La chute de pression de part et d'autre de la cloison poreuse atteint une atmosphère. Comme le gaz employé est impur, on fait, à chaque température, des déterminations avec différentes teneurs en air mélangé, ce

qui permet, par extrapolation, d'obtenir l'effet Thomson relatif à CO^2 pur. A 0° et à 20°, l'effet thermique s'est montré indépendant de la pression ; mais il diminue rapidement quand la température croît, passant de 1°,48 pour 0° à 0°,8 pour 100°.

BRACE. — On the application of spectral bands in determining anomalous dispersion and achromatic systems of various types (Application des franges de Fizeau à la détermination de la dispersion anomale et de systèmes achromatiques). — P. 289-313.

Lorsqu'on examine deux spectres cannelés juxtaposés, ils peuvent coïncider dans toute l'étendue ou dans une partie seulement du spectre. Le premier cas est en général irréalisable, mais on peut réaliser le second par l'emploi de combinaisons optiques qui constituent des systèmes achromatiques.

HENDREN. — The rate of recombination of the ions in air (Loi de recombinaison des ions dans l'air). — P. 314-334.

La méthode employée est celle de Mac-Clung ; le radium est utilisé comme agent ionisant. La constante de recombinaison α décroît avec la pression, ce qui est conforme aux résultats obtenus par Langevin par une autre méthode.

HILL. — Note on the irreversibility of the Heusler alloys (Sur l'irréversibilité des alliages de Heusler). — P. 335-342.

Les alliages de Heusler sont formés de cuivre, de manganèse et d'aluminium ; ils sont fortement magnétiques, et certains d'entre eux présentent une irréversibilité analogue à celle des ferro-nickels, mais de sens inverse. Le mémoire renferme un historique intéressant de la découverte des alliages de Heusler et des recherches auxquelles ils ont donné lieu.

SANFORD. — On the wave-length of the radiation given off in an alternating condenser field (Longueur d'onde de la radiation émise par un condensateur). — P. 343-345.

Lorsqu'on relie une lame métallique à l'un des pôles d'une bobine d'induction, le métal émet des radiations dont la longueur d'onde

peut être déterminée à l'aide d'un réseau et d'une plaque photographique :

Cadmium............	$\lambda = 335 \mu\mu$	Nickel................	$\lambda = 360 \mu\mu$
Étain................	340	Fer....................	369
Bismuth..............	346	Cuivre.................	372
Antimoine............	351	Zinc, manganèse, plomb..	380
Aluminium, argent, or.	350	Platine................	380-400

HALL. — Total reflexion (Réflexion totale). — P. 346-349.

Étude théorique de la pénétration de la lumière à l'intérieur du milieu sur lequel elle subit la réflexion totale.

LEWIS. — Ionization of gases from colored flames (Ionisation des gaz issus des flammes colorées). — P. 353-366.

La vitesse des ions de même signe est la même quand on injecte dans la flamme des solutions équimoléculaires des métaux alcalins. La même proposition s'applique au groupe du calcium, mais la vitesse est moindre avec ces derniers qu'avec les précédents. Dans tous les cas, la vitesse des ions négatifs est environ 1,13 fois plus grande que celle des ions positifs. Enfin, cette vitesse varie en raison inverse de la racine carrée de la concentration du sel dans la flamme.

PIERCE. — Resonance in wireless telegraph circuits (Résonance dans les circuits de télégraphie sans fil). — P. 367-380.

Lorsqu'on fait varier progressivement la longueur des antennes, l'énergie transmise passe par des maxima et des minima.

CARMAN. — Resistance of tubes to collapse (Résistance à la rupture de tubes métalliques). — P. 381-387.

HULETT et MINCHIN. — The distillation of amalgams and the purification of mercury (Distillation des amalgames et purification du mercure). — P. 388-398.

La distillation dans le vide laisse passer les métaux volatils, zinc, cadmium, plomb, étain, bismuth. Le mieux est d'admettre au contact du mercure, par un tube effilé, un peu d'air qui oxyde ces métaux.

RANKIN. — Use of a magnetic field with the Ryan cathode ray oscillograph (Emploi du tube de Braun dans un champ magnétique). — P. 399-406.

Le tube de Braun peut, en utilisant la déviation du flux cathodique, servir d'oscillographe. L'emploi d'un champ magnétique parallèle à l'axe du tube permet de diminuer le voltage nécessaire à l'entretien du flux cathodique, d'obtenir une tache plus nette sur l'écran fluorescent, et de faire varier la sensibilité de l'appareil.

L. Houllevigue.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT;

6e année, n° 1.

TRAVAUX SUR LA RADIOACTIVITÉ ET LA THÉORIE DES IONS.

E. BOSE. — Anwendung des Radiums zur Prüfung der Strahlungsgesetzes für niedrige Temperaturen (Emploi du radium pour vérifier la loi du rayonnement aux basses températures). — P. 5-6.

L'auteur propose de placer une petite quantité de bromure de radium à l'intérieur d'une sphère de platine suffisamment bien platinée extérieurement pour pouvoir être considérée comme un corps noir aux basses températures. Cette sphère est placée dans un ballon vide d'air, maintenu à température constante et bien protégé contre le rayonnement extérieur. Les deux fils de platine et platine rhodié par lesquels la sphère est suspendue constituent une des soudures d'un couple thermoélectrique dont l'autre soudure est à température constante.

La quantité de chaleur dégagée par le composé de radium sert simplement à amener la sphère à une température absolue limite T'_0 (*Konvergenz-Temperatur*), d'autant plus différente de la température T_0 de l'enceinte que la quantité de radium est plus grande. Avec 0gr,00322, 0gr,0323, 0gr,235, on peut amener la sphère aux températures de convergence T'_0 273,1, 274 et 280, la température de l'enceinte T_0 étant à 273° absolus. On peut ainsi effectuer trois séries de vérifications de la loi de Stefan-Boltzmann :

$$T'^4 - T^4 = T_0'^4 - T_0^4$$

en calculant la température T′ de convergence de la sphère correspondant à la température T de l'enceinte, connaissant la température de convergence T'_0 correspondant à T_0.

La méthode pourrait être étendue à la mesure des conductibilités calorifiques des gaz raréfiés, dont la connaissance présente de l'intérêt au point de vue de la théorie cinétique des gaz raréfiés.

E. Rothe

N° 2.

V. GABRITSCHEWSKI. — Die elektrische Radiographie (La Radiographie électrique). — P. 33-34.

L'auteur place sur une plaque d'ébonite électrisée, au voisinage d'un tube contenant du radium, différents objets plats. Au bout de dix à quinze minutes, il enlève le radium et les objets et répand à la surface de l'ébonite un mélange de soufre et de minium. Il obtient ainsi à la surface de la plaque les silhouettes parfaitement délimitées des objets. Après avoir étudié les circonstances de production de ces radiographies électriques, l'auteur les attribue à une action du radium qui condenserait l'électricité contre les objets.

E. Rothé.

A. SCHMIDT. — Über die Radioactivität einiger Susswasserquellen des Taunus (Sur la radioactivité de quelques sources d'eau douce du massif du Taunus). — P. 34-37.

M. Schmidt a étudié l'activité de ces sources par les deux méthodes du courant gazeux et d'ébullition qui lui ont donné les mêmes résultats. Sa communication semble contenir ce fait nouveau que toute l'activité de ces sources est de la radioactivité, qui vraisemblablement est tout entière due à l'émanation. Cette eau ne laisse pas de dépôts, et le sable sur lequel elle coule est très peu actif, malgré la grande activité des sources.

L'activité diminue de moitié en quatre jours.

Elle est plus grande que celle des sources minérales et thermales de Wiesbaden, probablement parce que celles-ci dégagent continuellement des gaz, qui jouent le même rôle que le courant gazeux des expériences de laboratoire et entraînent toute la radioactivité.

E. Rothé.

N° 4.

F. PASCHEN. — Über die Warmeentwickelung des Radiums in einer Bleihülle (Sur le dégagement de chaleur du radium dans une enveloppe de plomb). — P. 97.

M. Paschen avait indiqué antérieurement que 50 milligrammes de $RaBr^2$ dégageaient une quantité de chaleur variant de 3 à 5,8 calories par heure, quand ce sel était enfermé dans une enveloppe de plomb. Des expériences, faites pendant l'hiver avec un calorimètre à glace à tube calibré et en prenant de très grandes précautions, ne confirment pas cette conclusion. Une série de mesures a donné une augmentation de la chaleur dégagée de 17 0/0 en présence de l'enveloppe de plomb ; une autre série n'a pas indiqué d'augmentation ; quelques mesures ont même conduit à une diminution.

Il subsiste seulement, d'après le travail de Mme Curie, que les rayons γ possèdent une très grande énergie.

E. Rothé.

H.-M. DADOURIAN (*Americ. Journ. of Science*, janv. 1905). — Die Radioactivität der Boden Luft (La radioactivité de l'émanation du sol). — P. 98-101.

On sait que la radioactivité induite est caractérisée par ce que Curie a appelé « des constantes de temps », ou temps nécessaire pour que la radioactivité tombe à la moitié de sa valeur. C'est aussi ce que les Allemands appellent *Halbwertsperiode*. Pour simplifier le langage, nous désignerons cette durée sous le nom de période de la radioactivité.

La radioactivité de l'émanation du sol a à peu près la même période que celle du radium. Mais un solide comme un fil métallique chargé négativement perd son activité induite avec des périodes différentes suivant qu'il a été activé par les gaz de l'atmosphère ou par l'émanation du radium. L'activité induite par l'air diminue de moitié en quarante-cinq minutes ; la période de l'activité induite par le radium est de vingt-huit minutes, les deux heures qui suivent immédiatement l'excitation étant mises à part.

On peut expliquer cette différence en admettant que, dans l'air, il y a à la fois de l'émanation du radium et du thorium. Or la période de la radioactivité induite par le thorium est beaucoup plus

longue, onze heures environ. L'auteur s'est proposé de rechercher si la même explication pourrait s'appliquer à la radioactivité induite par les gaz du sol. Il a creusé dans le sol une cavité de 50 centimètres de diamètre et de 200 centimètres de profondeur. A la partie supérieure, un couvercle convenablement disposé sépare les gaz de la cavité de ceux de l'atmosphère. Au moyen d'un robinet, une pompe aspirante extrait les gaz de la cavité et, par suite, les renouvelle sans cesse. Dans la cavité on suspend des fils de cuivre mis en relation avec le pôle négatif d'une machine de Wimshurst dont l'autre pôle est au sol. Pendant trois heures on charge le fil, un éclateur à étincelles étant mis en parallèle, et pendant toute la durée de la charge on renouvelle les gaz de la cavité. On enlève enfin les fils, on les introduit dans un condensateur cylindrique formé d'un cylindre de fer galvanisé, contenant suivant son axe une barre de laiton communiquant avec une des paires de quadrants d'un électromètre, d'après le dispositif généralement employé dans les mesures d'ionisation.

Au bout de ce temps, l'activité ne diminue plus que lentement, et il devient inutile de faire des mesures aussi fréquentes. On trace la courbe exponentielle de désactivation en portant en abscisses les temps et en ordonnées les logarithmes naturels des intensités d'ionisation.

L'expérience de M. Dadourian fut ensuite continuée pendant plusieurs jours en faisant des lectures à des intervalles de temps plus espacés. On peut admettre que, cinq heures après la suppression du champ, toute l'activité induite par l'émanation du radium est devenue négligeable. Toute l'activité résiduelle, 5 0/0 de l'activité totale, est caractérisée par une période beaucoup plus lente, 10 h. 1/2 environ, très voisine de celle du thorium.

Par un dispositif rappelant celui de M. Curie, l'auteur a étudié directement l'activation d'un fil de cuivre par l'émanation du radium et du thorium. La comparaison des résultats des deux séries d'expériences l'amène à penser que la radioactivité induite par l'émanation du sol a une période un peu plus longue que celle qui proviendrait d'un mélange d'émanation de radium et de thorium. Ce résultat est analogue à celui qu'a trouvé M. Bumstead pour la radioactivité des gaz de l'atmosphère. L'auteur espère en donner prochainement l'explication.

E. ROTHÉ.

H. MACHE et E. VON SCHWEIDLER. — Über die spezifische Geschwindigkeit der Ionen in der freien Atmosphäre (Sur la vitesse spécifique des ions dans l'atmosphère). — P. 71-73.

Bien qu'ils y aient été conduits d'une façon tout à fait indépendante, la méthode que publient ces auteurs est analogue à celle de Gerdien [1], appliquée au cours de quelques ascensions [2]. M. Mache [3] l'avait antérieurement utilisée pour mesurer la vitesse des ions produits par le rayonnement du polonium. L'intérêt principal de cette méthode réside dans la simplicité du dispositif. Ce dispositif se réduit à un aspirateur et à un appareil cylindrique d'Ebert, en avant duquel les auteurs disposent un second condensateur cylindrique de mêmes dimensions que le premier.

1° On met le condensateur auxiliaire au sol et on fait circuler dans l'appareil d'Ebert un volume d'air connu. L'électromètre indique la chute de potentiel correspondante V_1 du condensateur d'Ebert;

2° On crée un champ entre les armatures du condensateur auxiliaire, en y établissant une différence de potentiel δV d'environ 15 volts. Le passage d'un volume de gaz égal au précédent amène une chute de potentiel V_2;

3° On porte en ordonnées V_1 et V_2, en abscisses les différences de potentiel du condensateur auxiliaire δV.

On réunit par une droite les deux points d'ordonnées V_1 et V_2 et on la prolonge jusqu'à son point de rencontre avec l'axe des abscisses d'abscisse ΔV. Cette différence de potentiel obtenue par extrapolation est celle pour laquelle le passage du gaz ne change plus la charge du condensateur d'Ebert; c'est donc la différence de potentiel pour laquelle tous les ions présents sont arrêtés par le condensateur auxiliaire. On ne peut malheureusement pas espérer réaliser complètement cette condition, et on ne peut obtenir pour la vitesse u qu'une valeur approchée.

En désignant par Φ le volume du gaz circulant par seconde, par R et r les rayons extérieur et intérieur du condensateur, par l la lon-

(1) *Physik. Zeitchr.*, 4, p. 632-635; 1903.
(2) *Gött. Nachr.*, 6, p. 1-17; 1903; et 277-299; 1904.
(3) MACHE, *Physik. Zeitchr.*, 4, p. 717-721; 1903.

gueur du cylindre intérieur, on obtient pour u la valeur :

$$u = \frac{\Phi \log \mathrm{nat} \frac{R}{r}}{2\pi l \Delta V}.$$

E. Rothé.

A.-S. EVE. — Die Eigenschaften geringer Radiummengen (Les propriétés de petites quantités de radium). — P. 267.

Dans un travail publié récemment, M. A. Voller (1) annonce que l'activité d'un sel de radium disparaît en quelques jours quand on fait évaporer sur une plaque à l'air une solution *très étendue et en très petite quantité* de ce sel. La plupart des expériences ont au contraire conduit à penser que la durée de la vie d'un atome de radium atteint plusieurs années et est indépendante de la concentration. D'autre part, M. Voller croit que l'activité du radium, ainsi répandu en couche très mince, n'est pas du tout proportionnelle à sa masse totale : la radioactivité ne serait pas une propriété essentiellement atomique. M. Voller indique par exemple les valeurs suivantes pour l'activité maxima de petites quantités de radium répandues sur une surface de $1^{cm^2},2$:

Quantités de radium en milligrammes	Radioactivité maxima observée
10^{-3}	38,4
10^{-4}	11,6
10^{-5}	6,2
10^{-6}	6,0
10^{-7}	3,6
10^{-8}	2,6
10^{-9}	1,6

D'après ces nombres, il n'y aurait pas proportionnalité.

Pour durée de la vie du radium, M. Voller trouve :

Quantités de radium en milligrammes	Durée de la vie en jours
10^{-4}	126
10^{-5}	41
10^{-6}	26
10^{-7}	17
10^{-8}	16
10^{-9}	15

(1) Voller, *Versuche über die zeitliche Abnahme der Radioactivität und über die lebensdauer geringer Radiummengen im Zustande sehr feiner Verteilung* (*Physik. Zeits.*, 5, p. 781-788; 1904).

M. Eve pense que, dans les expériences ci-dessus, l'effet des rayons α était totalement masqué par l'absorption dans l'air ; il croit de plus que la capacité du condensateur cylindrique utilisé était trop grande par rapport aux petites quantités de radium employées, d'où l'incertitude des résultats.

Dans une première série de mesures, il a enfermé la solution étendue dans une bouteille de verre argentée contenant un petit électromètre à feuilles d'or bien isolé. La déperdition de l'appareil était inférieure à 5 0/0 de l'effet à mesurer. Dans ces expériences il répandait 10^{-3} milligrammes de bromure de radium sur la surface du fond ayant 76 centimètres carrés. Au bout de quarante jours, l'auteur n'a pas constaté la moindre diminution de la radioactivité.

Dans une deuxième série d'expériences, M. Eve a utilisé des solutions de M. Rutherford contenant des quantités variables de $RaBr^2$ évaporées dans des petites capsules de zinc ou de platine de $4^{cm^2},9$ de surface, placées sous la cloche de l'électromètre à feuilles d'or. Le tableau ci-dessous permet de comparer les résultats des deux expérimentateurs :

Quantités de radium en milligrammes	Activité	
	Voller	Eve
10^{-4}	100	100
10^{-5}	53,5	10,6
10^{-6}	51,7	1,18
10^{-7}	31	0,125

Il convient donc *d'abandonner tout à fait l'opinion* que l'activité du radium peut disparaître en quelques jours, lorsqu'il est en petite quantité. Il vaut mieux continuer à admettre que *la radioactivité est proportionnelle à la masse* et que les propriétés d'une quantité donnée de corps radioactifs en dissolution *ne dépendent pas de la concentration.*

Remarque de M. Rutherford. — M. Rutherford confirme les résultats précédents : une solution contenant 10^{-6} milligrammes de $RaBr^2$ par centimètre cube, préparée depuis un an et conservée en vase clos, a gardé la même radioactivité. Les nombreuses mesures que tous les physiciens ont faites sur la diminution de la radioactivité ont prouvé que les constantes de temps ne dépendent pas de la concentration.

D'après M. Rutherford, les expériences de M. Eve semblent prouver d'une façon certaine que l'activité des solutions de bromure de

radium conservées en vase clos ne diminue pas après que le maximum a été atteint. Jusqu'à présent, il n'existe pas la moindre preuve qui permette d'affirmer que la vitesse de désagrégation du radium soit plus grande quand ce corps est en petite quantité. Il n'en est pas moins vrai, comme l'a montré M. Voller, que des solutions étendues évaporées sur des plaques à l'air libre perdent assez vite leur activité. M. Rutherford lui-même a remarqué qu'une plaque de 50 centimètres carrés, de surface, sur laquelle on répand $0^{mmg},5$ de radium, avait perdu en une année la moitié de son activité. Mais ceci n'a aucun rapport avec la durée de la vie du radium. Il est vraisemblable que cette diminution doit être attribuée à la disparition du sel lui-même. Une quantité de sel de radium égale à 10^{-9} milligrammes, répandue sur une surface de 10 centimètres carrés, est beaucoup trop petite pour former une couche d'épaisseur uniforme : au cours de l'évaporation, de petits cristaux se forment inégalement sur la surface et n'y adhèrent pas solidement. Des pertes peuvent donc se produire avec le temps. M. Rutherford fait observer que la matière ordinaire, inactive, est soumise au même phénomène quand on l'emploie en aussi faibles quantités ; on s'aperçoit plus facilement de la perte des substances actives par la disparition de la radioactivité.

F. GIESEL. — Über das Vorkommen von Radium und radioactiven Edelerden in Fango Schlamm und in Ackererde von Capri (Sur l'extraction de radium et de terres rares radioactives dans le limon de Fango et la terre arable de Capri) (*Ber. der d. Chem. Ges.*, 38, p. 132; 1905). — P. 205.

Les travaux d'Elster et Geitel ont montré la présence de substances radioactives dans différentes terres, en particulier dans les dépôts de sources thermales et les terres volcaniques. L'activité des terres étudiées par M. Giesel est incomparablement plus faible que celle de la pechblende.

En partant de 40 kilogrammes de terre végétale de Capri, M. Giesel a pu précipiter tout d'abord, sans excès d'acide sulfurique, quelques grammes de sulfate brut de baryum, à l'aide duquel il a pu préparer du carbonate de baryum et de l'oxalate de métaux rares du groupe du cérium. Ce premier carbonate a perdu, après quelques semaines, toute son activité; il ne possédait que de la radioactivité induite. Un excès d'acide sulfurique a permis

d'obtenir $0^{gr},15$ de carbonate riche en radium. La présence d'uranium n'a pu être mise en évidence dans aucune des terres analysées.

E. ROTHÉ.

W. VŒGE. — Über den Einfluss fremder Jonen auf die Funkenentladung (Sur l'influence d'ions étrangers sur la décharge par étincelles) (Résumé de l'*Elektrotech. Zeits.*). — P. 273.

On sait qu'un bec de Bunsen approché d'un excitateur a une action sur l'étincelle : si on place la flamme dans le voisinage de la cathode, on facilite le passage de l'étincelle ; si on approche la flamme de l'anode, on rend la décharge plus difficile. A l'aide d'un électroscope d'Elster et Geitel, l'auteur s'est assuré que les gaz ionisés de la flamme du Bunsen contenaient les ions des deux signes en quantités à peu près égales. L'air ionisé par une lampe Nernst, comme l'air ionisé par les oxydes alcalino-terreux de M. Wehnelt, décharge plus vite un électroscope chargé positivement et par suite contient un excès d'ions négatifs : placée au voisinage de l'anode, cette lampe contrarie la décharge; elle est à peu près sans action sur la cathode. Enfin un fil de platine porté au rouge émet des ions positifs : approché de l'anode, il est sans action sur la décharge; approché de la cathode, il la facilite.

On peut résumer ces résultats dans la loi suivante :

Si des ions étrangers de même signe qu'une électrode d'un excitateur sont amenés dans le voisinage de cette électrode, ils n'exercent aucune action notable sur la décharge. Il en est autrement si les ions introduits sont de signe contraire : des ions négatifs au voisinage de l'anode rendent le passage de l'étincelle plus difficile ; des ions positifs à la cathode le facilitent.

L'auteur montre par de nombreux exemples que cette loi est d'accord avec les faits expérimentaux relatifs à la décharge entre pointes, plateaux, sphères, etc. En particulier, elle permet d'expliquer l'effet de « résistance de l'anode », si longtemps inconnu et dont la cause est l'existence d'une couche d'ions négatifs au contact de l'anode.

E. ROTHÉ.

TABLE DES MATIÈRES (*suite*).

SEPTEMBRE 1906.

(Voir la suite à la page 2.)

TABLE DES MATIÈRES

SEPTEMBRE 1906.

(Voir la suite à la page 3.)

Tours. — Imprimerie Deslis Frères.

Le Gérant : J. [illegible]

Le Recueil paraît chaque mois.

JOURNAL

DE PHYSIQUE

THÉORIQUE ET APPLIQUÉE,

fondé

Par J.-Ch. D'ALMEIDA

ET PUBLIÉ PAR

MM. E. BOUTY, G. LIPPMANN, E. MASCART,

H. POINCARÉ

ET

MM. B. BRUNHES, M. LAMOTTE ET G. SAGNAC,

adjoints à la rédaction

AVEC LA COLLABORATION

D'UN GRAND NOMBRE DE PROFESSEURS ET DE PHYSICIENS.

QUATRIÈME SÉRIE.

TOME V. — OCTOBRE 1906.

(Tome [illegible] de la collection.)

PARIS,

AU BUREAU DU JOURNAL DE PHYSIQUE,

[illegible], BOULEVARD ARAGO, [illegible].

[illegible]

DISCONTINUITÉ DES CHALEURS SPÉCIFIQUES A SATURATION ET APPLICATION AUX CHALEURS SPÉCIFIQUES DE LA LOI DES ÉTATS CORRESPONDANTS;

Par M. E.-H. AMAGAT[1].

1. Le réseau des variations des chaleurs spécifiques des fluides, que j'avais entrepris il y a quelques années pour l'acide carbonique et que je n'ai pu terminer faute de données expérimentales suffisantes, présente de grandes difficultés; l'une d'elles est le calcul de la variation brusque que subissent les chaleurs spécifiques lorsque, parcourant une même isotherme, on passe de l'état de liquide saturé à celui de vapeur saturée. Le calcul de ces variations $(C - C')$ et $(c - c')$ (la lettre primée se rapportant dans la suite à l'état de vapeur) exige, entre autres, la connaissance des coefficients de pression $\left(\frac{dp}{dt}\right)_v$ et des valeurs de $\left(\frac{dv}{dt}\right)_p$ aux points où l'isotherme vient rencontrer la courbe de saturation; le calcul de ces dérivés exigerait au voisinage de la courbe en question la détermination d'un très grand nombre de points très rapprochés; cette étude délicate rentrait dans le programme que je m'étais tracé autrefois, et que la privation depuis de longues années de toute ressource expérimentale ne m'a pas permis d'accomplir; ce serait du reste se faire illusion que de chercher la solution de cette difficulté dans l'application de l'une quelconque des formes d'équation d'état données jusqu'ici, alors même qu'on en déterminerait spécialement les coefficients en vue de l'appliquer seulement au voisinage de la courbe de saturation.

2. J'ai donné [2] pour le calcul de C — C' la formule suivante :

$$(1)\quad C - C' = AT\left[(u' - u)\frac{d^2p}{dt^2} + \frac{d(u-u')}{dt}\frac{dp}{dt} + \left(\frac{d(u-u')}{dt}\right)_p \frac{dp}{dt}\right];$$

un calcul analogue pour $(c - c')$, mais en partant des relations

$$(2)\qquad m = c + l\frac{du}{dt}, \qquad m' = c' + l'\frac{du'}{dt},$$

conduit à :

$$(3)\quad c - c' = AT\left[(u - u')\frac{d^2p}{dt^2} + \frac{d(u-u')}{dt}\frac{dp}{dt} - \left\{\frac{du}{dt}\left(\frac{dp}{dt}\right)_v - \frac{du'}{dt}\left(\frac{dp'}{dt}\right)_v\right\}\right].$$

[1] Communication faite à la Société française de Physique : séances des 18 mai et 15 juin 1906.

[2] *J. de Phys.*, 3e série, t. IX, p. 417; 1900.

D'autre part, on a adopté jusqu'ici la formule suivante :

$$(4) \qquad c - c' = AT(u - u')\frac{d^2p}{dt^2},$$

à laquelle se réduirait la relation (3) si on avait :

$$(5) \qquad \left(\frac{dp}{dt}\right)_v = \frac{dp}{dt} = \left(\frac{dp'}{dt}\right)_v.$$

La relation (4) qu'on obtiendrait en intégrant directement la suivante :

$$(6) \qquad \frac{dc}{dv} = AT\frac{d^2p}{dt^2},$$

si on avait le droit de ne pas tenir compte de la discontinuité du phénomène, peut être obtenue au moyen d'une relation établie par J. Bertrand dans son traité de *Thermodynamique* (p. 114), et qui peut facilement conduire à une regrettable confusion.

J. Bertrand applique la relation (6) au cas d'un mélange de liquide et de vapeur enfermé dans un espace clos de volume invariable ; désignant par K la chaleur spécifique de l'ensemble, il peut, remarquant que p est ici la tension maxima fonction de t seulement, faire l'intégration qui conduit à :

$$(7) \qquad K = AT\frac{d^2p}{dt^2}v + F(T),$$

et, comme la formule est valable pour toute valeur de v comprise entre u et u', il obtient en faisant v égal à u :

$$(8) \qquad c_1 = AT\frac{d^2p}{dt^2}u + F(T),$$

c_1 étant, si on s'en tient au sens du texte, la chaleur spécifique du liquide à volume constant, puisqu'il n'y a plus de vapeur.

Or il est bien évident qu'on pourrait de même écrire en faisant $v = u'$:

$$(9) \qquad c'_1 = AT\frac{d^2p}{dt^2}u' + F(T).$$

On voit de suite qu'en retranchant (9) de (8) on obtiendrait (aux indices près que j'ai ajoutés pour éviter toute confusion) précisément la relation (4). Dès lors, d'où provient le désaccord entre les

relations (3) et (4)? Il faut, ou que les relations (5) soient satisfaites ou que c_1 et c'_1 soient différents de c et c'.

Or K, comme le fait remarquer J. Bertrand, n'est ni la chaleur spécifique du liquide ni celle de la vapeur; il dépend des deux; on doit même ajouter qu'il dépend aussi de la chaleur latente de vaporisation, car, en passant à volume égal d'un point S de l'isotherme T au point P de l'isotherme $T + dT$ (Voir *fig.* 1), on fait varier la proportion du liquide et de la vapeur. Est-il permis de dire que la limite de K, quand on arrive par exemple en A (pour $v = u$) en suivant la partie rectiligne de l'isotherme intérieure à la courbe de saturation, soit la même que la limite vers laquelle tend c, quand on arrive également en A en suivant la partie MA de la même isotherme extérieure à la courbe de saturation ; et ceci alors même qu'en arrivant en A, dans le premier cas, il n'y a plus ni vapeur ni changement d'état ?

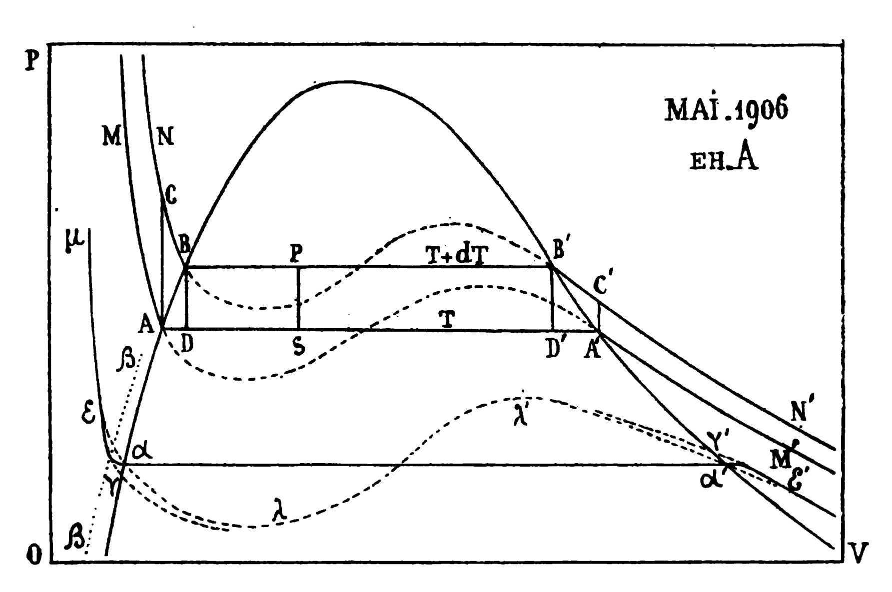


FIG. 1.

3. Pour examiner de près la question, je supposerai d'abord que les isothermes aient bien la forme MAN que reproduit la *fig.* 1 conformément aux idées acceptées aujourd'hui par les physiciens.

Voyons d'abord si les égalités (5) peuvent exister ; la figure montre

de suite qu'on a :

$$\left(\frac{dp}{dt}\right) = \lim \frac{CA}{\Delta T}, \qquad \frac{dp}{dt} = \lim \frac{SP}{\Delta T}. \qquad {}_v\left(\frac{dp'}{dt}\right)_v = \lim \frac{C'A'}{\Delta T}.$$

Il est facile de voir, d'après la forme des courbes, qu'on aura :

$$(10) \qquad \left(\frac{dp}{dt}\right)_v > \frac{dp}{dt} > \left(\frac{dp'}{dt}\right)_v ;$$

par suite, c et c' diffèrent de c_1 et c'_1.

Pour nous rendre compte de ce résultat, reprenons l'une des relations (2), la première, par exemple ; écrivons-la sous la forme :

$$(11) \quad mdt = cdt + l\frac{du}{dt}dt, \qquad \text{soit} \qquad mdt = cdt + AT\frac{dp}{dt}\frac{du}{dt}dt.$$

Comme m est la chaleur spécifique de vapeur saturée, mdt est la quantité de chaleur correspondant à la transformation élémentaire AB.

La relation (11) substitue à cette transformation les deux transformations AC et CD, négligeant des quantités de second ordre, dont l'aire BAC.

Les deux transformations ont lieu en dehors de la courbe de saturation, par suite $\left(\frac{dp}{dt}\right)$ est ici le coefficient de pression, et on doit écrire :

$$(12) \qquad mdt = cdt + AT\left(\frac{dp}{dt}\right)_v \frac{du}{dt}dt.$$

Mais on pourrait, négligeant de même des quantités de second ordre, aller de A en B, en effectuant les transformations BD et DA intérieures à la courbe de saturation ; il est facile de voir qu'on aurait alors :

$$(13) \qquad mdt = c_1dt + AT\frac{dp}{dt}\frac{du}{dt}dt,$$

c_1 étant défini absolument comme dans la formule de J. Bertrand. Des relations (12) et (13) on tire :

$$(14) \qquad c_1 - c = AT\frac{du}{dt}\left[\left(\frac{dp}{dt}\right)_v - \frac{dp}{dt}\right].$$

On aurait de même en A' :

$$(15) \qquad c'_1 - c' = AT\frac{du'}{dt}\left[\left(\frac{dp'}{dt}\right)_v - \frac{dp}{dt}\right],$$

et par suite, d'après (10) :

$$c < c_1, \quad c' < c'_1.$$

D'après ce qui précède, la relation (4) doit donc s'écrire :

$$(16) \qquad c_1 - c'_1, = \mathrm{AT}\,(u - u')\,\frac{d^2p}{dt^2}.$$

Si on y remplace c_1 et c'_1 par leurs valeurs tirées de (14) et (15), on retrouve précisément la relation (3). Par suite, on peut arriver directement à la relation (16) sans passer par la formule de J. Bertrand, en éliminant $(c - c')$ entre les relations (3), (14) et (15).

Ainsi donc : il y a lieu de distinguer en chaque point de la courbe de saturation deux chaleurs spécifiques à volume constant.

La relation (4) devient maintenant exacte, à la condition de l'appliquer aux secondes chaleurs spécifiques c_1, c'_1, qu'on n'avait pas distinguées des premières.

De même, si, au moyen des relations (2), on déduit la valeur des chaleurs spécifiques à volume constant de la connaissance des chaleurs spécifiques de liquide ou de vapeur saturés m, m', en remplaçant l par $\left(\frac{\mathrm{L}}{u - u'}\right)$, ainsi que l'a fait M. Mathias dans un mémoire important et bien connu, les chaleurs spécifiques ainsi obtenues sont celles de seconde espèce, car la substitution revient à remplacer l par $\mathrm{AT}\left(\frac{dp}{dt}\right)$ et non par $\mathrm{AT}\left(\frac{dp}{dt}\right)_v$.

4. Examinons maintenant de plus près la signification des secondes chaleurs spécifiques c_1 et c'_1. Sont-elles des chaleurs spécifiques proprement dites, ainsi que cela résulterait de l'application des relations (2) et (4) dont il vient d'être question ? S'il en était ainsi, nous aurions en A par exemple, de part et d'autre de la courbe de saturation, un liquide qui, dans des états évidemment identiques, aurait deux chaleurs spécifiques à volume constant et, par suite, des propriétés physiques différentes, ce qu'il ne paraît pas possible d'admettre ; à la vérité cette difficulté disparaîtrait si, comme l'hypothèse en a déjà été faite en se plaçant à un tout autre point de vue, les parties MA, M'A' de l'isotherme se raccordaient en A et A' avec la partie rectiligne [1] ; dans ces conditions, en effet, les discontinuités

[1] Cette question a déjà été soulevée au sujet de considérations toutes différentes. M. A. Perot en particulier, dans un excellent travail sur la densité de

$(c - c_1)$, $(c' - c'_1)$, provenant des points anguleux, disparaîtraient et les relations (3) et (4) deviendraient identiques ; mais il est facile de voir que c_1 et c'_1, qu'on pourra continuer à appeler chaleur spécifique de seconde espèce à volume constant, pour rappeler qu'elles sont les limites de quantités de chaleurs fournies à volume constant, ne sont point des chaleurs spécifiques proprement dites ou normales ; et, en effet, la quantité de chaleur fournie pour la transformation élémentaire SP peut s'écrire :

$$dq = (cdt + ldv)(1 - \pi) + (c'dt + l'dv)\,\pi \pm L d\pi,$$

L étant la chaleur latente de vaporisation, π le poids de vapeur dans le mélange et $Ld\pi$ étant positif ou négatif suivant qu'il y a vaporisation ou condensation.

En D suivant DB, il y a condensation d'un poids de vapeurs correspondant au segment AD, et on voit qu'à la limite, en A, on peut écrire, puisque π' devient nul :

$$\frac{dq}{dt} = c + \mathrm{AT}\left(\frac{dp}{dt}\right)_v \frac{du}{dt} - \mathrm{L}\frac{d\pi}{dt},$$

soit

$$c_1 = c + \mathrm{AT}\left(\frac{dp}{dt}\right)_v \frac{du}{dt} - \mathrm{AT}\frac{dp}{dt}\frac{du}{dt}.$$

---

vapeur saturée, a montré que les résultats de Herwig relatifs à l'alcool à 57°,8 permettent la construction d'une courbe qui, sans que cela s'impose du reste, peut être raccordée avec la partie rectiligne.

S'il en était réellement ainsi, au lieu d'une discontinuité en A ou A', on aurait seulement une variation très rapide de c dans une région comprise entre la courbe de saturation et une courbe telle que ββ se rapprochant de plus en plus de la première et se raccordant probablement avec elle au point critique. D'après les calculs que j'ai faits et les diagrammes que j'ai construits avec les données dont je dispose, ces deux courbes seraient extrêmement voisines ; l'espace compris entre ces deux courbes serait pour ainsi dire une zone de changement d'état extrêmement resserrée, les points anguleux n'étant que plus ou moins émoussés ; il y aurait alors lieu de considérer encore deux séries de chaleurs spécifiques, celle de première espèce c, c' sur les courbes ββ, et celle de seconde espèce c_1, c'_1 sur la courbe de saturation proprement dite.

On pourrait du reste, ici encore, prolonger l'isotherme normale par des courbes de Thomson raccordées correspondant aux retards des changements d'état ; on conçoit même ce raccordement comme possible de plusieurs façons ; il peut être fait, par exemple, en ε ou en γ, comme l'indique la figure : peut-être même pourrait-il exister sous ces deux formes, qui correspondraient aux deux sens dans lesquels le point figuratif des phénomènes peut parcourir l'isotherme. Dans le cas du raccordement en ε, le cycle complet formerait quatre boucles dont la somme des aires devrait être nulle conformément à la théorie.

On voit dans tous les cas, par ce qui précède, tout l'intérêt qu'il y aurait à entreprendre une étude particulière des isothermes dans le voisinage immédiat de la courbe de saturation.

Cette relation, qui redonne l'expression de la discontinuité et qui, jointe à son analogue relative au point A′, permettrait d'établir la relation (3), met en évidence, par la manière dont elle a été obtenue, que le dernier terme de la valeur de c_1, qui ne s'annule point à la limite, correspond à une condensation de vapeur, et que le second terme, qui ne s'annule pas davantage, correspond à une dilatation à température constante ; il n'est donc pas permis de considérer c_1 comme une chaleur spécifique sous volume constant, suivant la définition normale ; au fond, cela revient à dire que la seule chaleur spécifique normale serait ici c, si la transformation à laquelle elle correspond par sa définition était possible ; mais il est facile de voir qu'à l'intérieur de la courbe de saturation cette transformation ne saurait être réalisée ; en effet : en A on ne peut passer de T à $T + \Delta T$ sous volume constant que suivant AC, c'est-à-dire extérieurement, et la transformation correspond à c ; si, au contraire, on refroidissait sous volume constant, il arriverait, comme en partant de B, qu'une certaine quantité de vapeur se formerait, la transformation correspondrait à c_1.

Il est facile de voir de même que : en A il ne peut y avoir qu'une chaleur spécifique sous pression constante C ; elle correspond à la transformation extérieure EB (*fig.* 2) ; il ne saurait y avoir de chaleur spécifique correspondante de seconde espèce, et il était facile de le prévoir à la seule inspection de la relation (1), car le coefficient de pression n'entrant pas dans cette relation, il ne pouvait y avoir de discontinuité comme avec la chaleur spécifique sous volume constant.

On peut résumer ce qui précède en disant qu'au point A il ne peut y avoir que quatre chaleurs spécifiques M, C, c et c_1, correspondant aux quatre chemins AB, AEB, ACB et ADB, par lesquels on peut aller du point A au point B ; il en est de même, bien entendu, au point A′.

5. Il peut être intéressant de voir comment les discontinuités $(c_1 - c)$, $(c'_1 - c)$ varient avec la température, notamment quand on s'approche du point critique. Il paraît tout d'abord naturel que ces discontinuités disparaissent graduellement avec les inégalités (10) provenant des points anguleux et, par suite, s'annulent au point critique (quoique, en arrivant en ce point, les dérivées du et du' devenant infinies en même temps que les parenthèses qu'elles multiplient s'annulent, on se trouve conduit à une indétermination) ; nous allons voir qu'il n'en est rien.

On peut d'abord se proposer de calculer numériquement ces discontinuités, on aura ainsi l'erreur commise en faisant usage de la relation (4) au lieu de la relation (3) (*loc. cit.*); toute difficulté est dans l'obtention des coefficients de pression; ceux-ci, déduits de courbes expérimentales tracées, pour les raisons que j'ai dites, avec un nombre insuffisant de points, supposent qu'il n'y a pas, en arrivant à la courbe de saturation, la variation brusque que j'ai supposée dans le cas où il y aurait raccordement; leurs valeurs sont donc par suite celles qu'il faudrait prendre, dans tous les cas, pour le calcul des discontinuités; quoique seulement approximatives, je crois les valeurs expérimentales de ces coefficients suffisantes pour montrer la loi de variation de ces discontinuités, les autres données étant du reste beaucoup mieux déterminées, puisque, pour l'acide carbonique, j'ai construit la courbe de saturation et celle des tensions maxima.

Le tableau suivant contient l'ensemble des données expérimentales et les valeurs correspondantes des discontinuités $(c_1 - c)$, $(c'_1 - c)$:

TEMPÉRATURES	$\left(\frac{dp}{dt}\right)_v$ Liquide 1	$\frac{dp}{dt}$ 2	$\left(\frac{dp'}{dt}\right)_v$ Vapeur 3	$\left(\frac{dp}{dt}\right)_v - \frac{dp}{dt}$ Liquide 4	$\left(\frac{dp'}{dt}\right)_v - \frac{dp}{dt}$ Vapeur 5
0°	7,15	0,870	0,235	6,280	— 0,635
5°	6,56	0,985	0,285	5,575	— 0,700
10°	5,91	1,100	0,348	4,810	— 0,752
15°	5,12	1,215	0,422	3,905	— 0,793
20°	4,40	1,330	0,540	3,070	— 0,790
25°	3,70	1,445	0,735	2,255	— 0,710
30°	2,64	1,560	1,100	1,080	— 0,560

TEMPÉRATURES	$\frac{du}{dt}$ Liquide 6	$\frac{du'}{dt}$ Vapeur 7	$c_1 - c$ Liquide 8	$c_1' - c$ Vapeur 9	DIFFÉRENCE 10
	0,0000	— 0,000			
0°	1135	716	0,24	1,52	1,18
5°	1468	567	0,28	1,36	1,08
10°	1985	481	0,33	1,26	0,93
15°	2695	439	0,37	1,23	0,86
20°	3710	423	0,41	1,20	0,79
25°	5760	423	0,48	1,13	0,65
30°	2,2300	655	0,91	1,36	0,45

On voit d'abord que, conformément aux formules, la chaleur spécifique normale est toujours plus petite que celle de seconde espèce. La discontinuité relative à l'état de vapeur diminue quand la température augmente; c'est le contraire pour l'état liquide, contrairement

à ce que j'avais d'abord supposé ; de telle sorte que si, partant de l'état gazeux à zéro, on suit la courbe de saturation, la discontinuité va toujours en diminuant, mais sans s'annuler en passant par le point critique.

A la vérité, le tableau ci-dessus contient des irrégularités évidentes ; le dernier chiffre de la colonne 9 est évidemment trop fort, les chiffres de la colonne 5 paraissent former une série peu régulière, due peut-être à la présence du point d'inflexion de la courbe de saturation. Les déterminations à partir de 20° deviennent de plus en plus difficiles, et assez grossièrement approximatives à partir de 25° ; malgré ces incertitudes, la loi de l'ensemble des variations ne paraît pas douteuse.

6. Pour le point critique en particulier, le fait de savoir si la discontinuité y conserve une valeur finie revient à résoudre l'indétermination relative à ce point. Voici la solution qui m'a été adressée

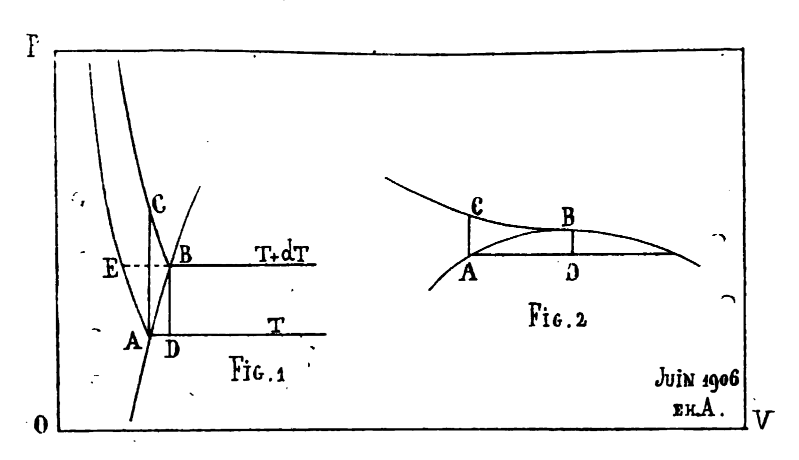


Fig. 2.

par M. Raveau immédiatement après la publication de ma première Note à l'Académie des Sciences :

« Si l'on considère le cycle BCAD de la *fig.* 2 ci-contre, l'application à ce cycle du principe de l'équivalence donne pour une température T (en posant AD $= dv$) :

$$(a) \qquad A\left[T\left(\frac{dp}{dt}\right)_v - T\,\frac{dp}{dt}\right] dv + (c - c_1)\,dt = 0.$$

Cette relation, dans laquelle chaque terme est du premier ordre comme dv et dt, exprime que l'aire BCAD est du second.

Lorsque le point B devient le point critique (*fig.* 2 de la *fig.* 2), l'isotherme étant tangente en B, si AD est toujours du premier ordre, dt sera du second et l'aire BCAD du troisième ; par suite, dans la relation (A), on ne peut plus, dans l'expression de la quantité de chaleur dégagée suivant BC, négliger les termes du second ordre, et cette quantité de chaleur doit s'écrire :

$$AT \frac{dp}{dt} dv - \frac{1}{2} AT \frac{d^2p}{dtdv} dv^2.$$

Comme du reste il n'y a pas lieu de modifier l'expression de la quantité de chaleur dégagée suivant AD, l'équation (A) devient :

$$-\frac{1}{2} AT \frac{dtdv}{d^2p} dv^2 + (c - c_1)\, dt = o.$$

Ici dv^2 et dt sont du même ordre, $(c - c_1)$ est donc du même ordre que $\frac{d^2p}{dvdt}$, qui n'est pas nul au point critique. »

Ce résultat est du reste d'accord avec le fait de la réfraction des adiabatiques démontré par M. Raveau dans un très intéressant travail publié par lui en 1892 [1].

7. Les différences inscrites à la dernière colonne du tableau sont les erreurs commises en employant la relation (4) au lieu de la relation (3) (*loc. cit.*). Il résulte du signe et de la valeur des discontinuités que $(c_1 - c_1')$ est toujours numériquement plus grand que $(c - c')$.

Les nombres calculés par M. Mathias pour l'acide sulfureux au moyen des valeurs de m par lui déterminées, et qui, comme je l'ai fait remarquer, sont les valeurs de $(c_1 - c_1')$ montrent que c_1', est toujours plus grand que c_1 ; cela résulte du reste immédiatement de la relation (16) (*loc. cit.*) ; mais on ne saurait affirmer qu'il en est de même pour les chaleurs spécifiques normales, puisque $(c_1 - c)$ est plus petite que $(c_1' - c')$, et, de fait, les calculs approximatifs que j'ai pu faire montrent que, jusque vers 20° ou 25°, la chaleur spécifique normale à saturation est plus grande pour la vapeur que pour le liquide, comme pour les chaleurs spécifiques de seconde espèce ; mais, au delà de cette température, les données expérimentales ne fournissent

(1) *Séances de la Société française de Physique*, année 1892 ; — *J. de Phys.*, 3e série, t. I, p. 461 ; 1892.

plus de résultats certains, et il peut se faire que le signe de $c - c'$ soit changé.

Les calculs que j'ai faits avec la relation (1) montrent que, ainsi qu'on pouvait s'y attendre, la chaleur spécifique sous pression constante à saturation est plus grande pour le liquide que pour la vapeur; la différence a été en croissant avec la température, c'est-à-dire en se rapprochant du point critique.

APPLICATION AUX CHALEURS SPÉCIFIQUES DE LA LOI DES ÉTATS CORRESPONDANTS.

8. Les règles que j'ai données pour l'application immédiate aux divers coefficients de la thermodynamique de la loi des états correspondants, ne sont pas applicables aux chaleurs spécifiques ; il faudrait, pour cette application, que les chaleurs spécifiques puissent, comme les autres coefficients, être exprimées par une fonction homogène des variables, la même pour tous les fluides; mais on peut arriver, sans faire d'hypothèse sur la forme de cette fonction, à appliquer la loi, à la condition de partir des variations des chaleurs spécifiques dont on a les expressions et de grouper convenablement les corps [1].

J'ai montré que, pour des fluides suivant la loi des états correspondants, les différents coefficients de la thermodynamique (autres que les chaleurs spécifiques), si leurs dimensions sont $\frac{pv}{T}$, et si les formules sont rapportées aux poids moléculaires, ont même valeur en des points correspondants quelconques. Il est facile de voir que ces dimensions sont précisément celles des fonctions : $(C - C')$, $(c - c')$, $(c_1 - c'_1)$ des discontinuités $(c - c_1)$ et $(c' - c'_1)$ et encore de la différence $(C - c)$, des deux chaleurs spécifiques ; par suite : *Pour des fluides suivant la loi des états correspondants, chacune de ces fonctions prend la même valeur en des points correspondants, les formules étant rapportées aux poids moléculaires.*

Considérons maintenant le cas des chaleurs spécifiques sous

---

[1] Les autres coefficients de la thermodynamique ou de la physique ne contiennent point de facteur constant, ou contiennent seulement l'équivalent mécanique de la chaleur, qui disparait dans les rapports; il faudrait, pour appliquer les règles en question, supposer qu'il en est ainsi des fonctions inconnues qui représenteraient les chaleurs spécifiques.

pression constante par exemple, C. On sait que la relation suivante :

$$C - C_0 = AT \int_{p_0}^{p} \frac{d^2v}{dt^2}\, dp = - AT \int_{p_0}^{p} \varphi(p)\, dp,$$

permet de calculer les variations de C avec la pression, la température restant constante ; si on construit des isothermes en portant les pressions en abscisses et en ordonnées les valeurs de $AT \frac{d^2v}{dt^2}$, les valeurs de $(C - C_0)$ seront les aires comprises entre les ordonnées extrêmes, l'isotherme et l'axe des pressions ; ces isothermes sont, au produit AT près, celles dont j'ai donné un réseau [1]. Considérons maintenant en deux points correspondants pvT, $p'v'T'$ de deux fluides les petites aires $AT \frac{d^2v}{dt^2} \Delta p$ et $AT' \frac{d^2v}{dt^2} \Delta p'$, dans lesquelles nous supposerons les accroissements Δp et $\Delta p'$ également correspondants ; ces petites aires ont pour dimension $\frac{pv}{T}$, elles seront donc égales ; par suite les variations finies $(C - C_0)$, $(C' - C'_0)$, prises entre des limites correspondantes p_0, p et p'_0, p', seront égales comme sommes d'un même nombre de petites aires égales deux à deux.

Supposons maintenant les deux fluides pris sous des pressions correspondantes extrêmement petites : à la limite, sous la pression nulle correspondant à l'ordonnée initiale, ces corps seront à l'état de gaz parfait ; à toute température, les variations avec la pression seront nulles, ce qui revient à dire que les isothermes convergent vers l'origine du réseau ; il résulte de là que, pour des points correspondants, les variations des chaleurs spécifiques moléculaires depuis l'origine du réseau seront égales ; autrement dit : *Pour deux fluides suivant la loi des états correspondants, en des points correspondants les excès des chaleurs spécifiques moléculaires sur les valeurs limites qu'ont celles-ci à l'état de gaz parfait, sont égaux* ; et par suite : *si les fluides considérés ont même chaleur spécifique moléculaire à l'état de gaz parfait, en des points correspondants leurs chaleurs spécifiques moléculaires seront égales*. Ce sera le cas, par exemple, de gaz simples biatomiques suivant la loi des états correspondants, et en général des fluides de même complexité moléculaire ; les fluides d'un

(1) *J. de Phys.*, *loc. cit.*, 3e série, t. IX, p. 417, 1900.

même groupe étant du reste ceux auxquels il est le plus probable que la loi des états correspondants puisse s'appliquer.

On remarquera que les isothermes en $\frac{d^2v}{dt^2}$ du réseau que j'ai construit (*loc. cit.*) ne paraissent pas converger vers l'origine, tout au moins sans changer d'allure ; mais il faut tenir compte de ce fait que, pour l'acide carbonique, mes tableaux numériques ne commencent que vers 30 atmosphères, les prolongements des isothermes en pv ont été tracés *en pointillé* jusqu'à l'ordonnée initiale d'après l'allure générale du réseau ; or, ce sont précisément ces prolongements qui ont servi à calculer la partie extrême des isothermes en $\frac{d^2v}{dt^2}$ qui ne paraît pas converger directement vers l'origine.

Si, comme cela a lieu dans la figure, ces dernières isothermes, tout compte tenu du facteur AT, se prolongeaient jusqu'à l'origine dans l'ordre des températures sans se couper, il en résulterait que, dès ces très basses pressions, la chaleur spécifique sous une pression donnée diminuerait quand la température augmente : or l'expérience directe n'a fourni nettement ce résultat qu'à partir d'une certaine pression, au-dessous de laquelle les expérimentateurs n'ont pas toujours été d'accord sur le sens de la variation en question ; pour cette raison, entre autres, il serait très désirable de voir étudier, notamment pour l'acide carbonique, la partie relative aux pressions inférieures des réseaux que je n'ai pu terminer.

Des considérations analogues à celles qui précèdent relativement à la loi des états correspondants pourraient être appliquées au cas de la chaleur spécifique sous volume constant et, par suite, au rapport γ des deux chaleurs spécifiques; elles conduiraient au même résultat.

SPECTRORÉFRACTOMÈTRE A LIQUIDES DE M. CH. FÉRY;

Par M. C. CHÉNEVEAU [1].

Il peut être utile, dans un certain nombre de déterminations d'indices de liquides, de connaître la dispersion, c'est-à-dire les indices des liquides, mesurés pour plusieurs raies spectrales connues.

[1] Communication faite à la Société française de Physique : séance du 16 mars 1906.

Dans le cas des liquides organiques, la dispersion présente un certain intérêt théorique : aussi, dans certains réfractomètres (celui de Pulfrich en particulier), un dispositif spécial de déplacement du réticule a été prévu pour faire commodément cette mesure.

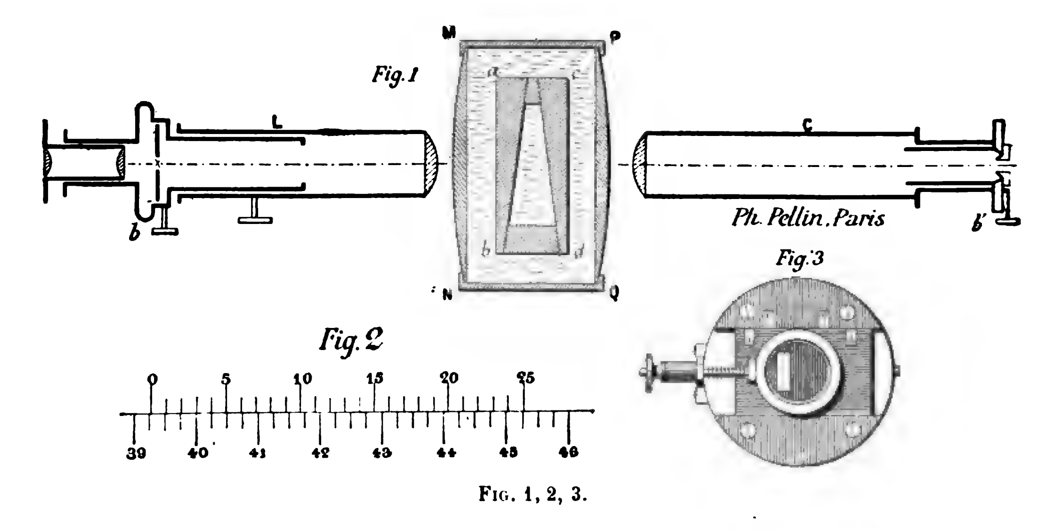


Fig. 1, 2, 3.

Le même perfectionnement vient d'être apporté par M. Féry à son réfractomètre à liquides, qui n'avait été construit jusqu'ici que pour la mesure en lumière monochromatique sodée. Rappelons brièvement le principe de cet appareil, dont la coupe est donnée (*fig.* 1) : Entre une lunette L et un collimateur C peut se mouvoir perpendiculairement à l'axe optique de l'instrument une cuve MNPQ dont les grandes faces sont fermées par des lentilles plan-convexes de grand rayon de courbure. Dans cette première cuve s'en trouve une seconde à faces prismatiques *abcd* qui peut contenir le liquide à mesurer et dont le fond est formé par du verre. L'espace entre les deux cuves contient de l'eau qui peut être portée à une température connue par une petite lampe qui chauffe un thermo-siphon (*fig.* 4). Pour que le faisceau venant du collimateur ne soit pas dévié par l'interposition de la cuve entre le collimateur et la lunette, il faut que les centres optiques des deux lentilles de compensation MN et PQ se trouvent sur l'axe optique de l'appareil lorsque les rayons traversent le fond transparent de la cuve. L'image de la fente *b'* (*fig.* 1 et 4) viendra alors se faire exactement sur le réticule *b* de la lunette L, pour le faisceau qui

traversera le fond de la cuve à liquides prismatiques, car en ce point cette cuve fonctionnera comme une lame épaisse à faces parallèles.

Si on introduit dans la cuve prismatique un liquide dont l'indice est en général différent de celui du verre, il donnera naissance à un second faisceau dévié, et une seconde image, due au liquide, pourra être amenée, par le déplacement longitudinal de l'ensemble des deux cuves, à coïncider avec le réticule *b*.

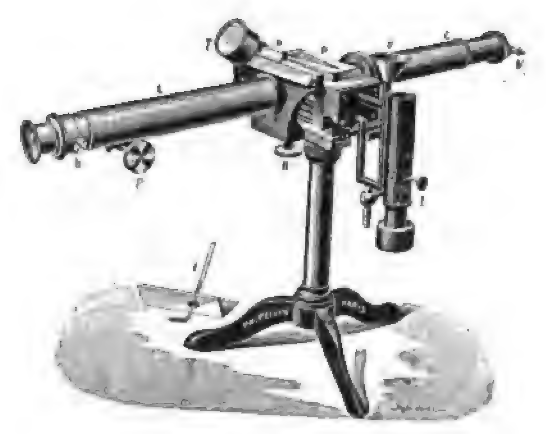


Fig. 4.

On démontre facilement qu'aux quantités du second ordre près le déplacement à produire est proportionnel à la différence entre l'indice du liquide et celui du verre constituant la cuve centrale. L'erreur systématique admise, et provenant de ce que, pour des prismes d'angle petit, la déviation n'est que sensiblement proportionnelle à $(n - 1)$, est, par la construction même de l'appareil, inférieure à 0,0001, dernière décimale donnée par le vernier de l'appareil. L'échelle graduée fixe, devant laquelle se déplace le vernier entraîné par le mouvement de la cuve, est directement divisée en indices. Le réglage consiste, après avoir fait indiquer à l'appareil l'indice du verre de la cuve, à amener en coïncidence l'image de la fente avec le réticule de la lunette. Le déplacement de la cuve fournira une seconde image qui, amenée à coïncider avec le réticule, donnera l'indice cherché à un dix-millième près par simple lecture.

Pour la mesure de la dispersion, il semble qu'il suffise de remplacer la source de lumière sodée par une autre, monochromatique, pour que le problème soit résolu. Malheureusement les sources

monochromatiques sont rares, et, comme l'effet dispersif produit par la cuve est différentiel, le spectre résultant est très peu étalé et ne permet pas un pointé précis quand on emploie, au lieu de sodium, des métaux à spectre plus complexe, ou même un tube à hydrogène.

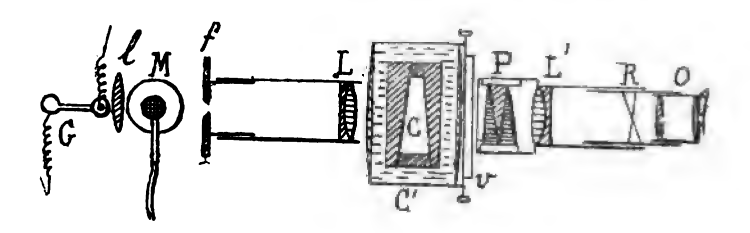


FIG. 5.

Pour écarter les raies élémentaires de la lumière utilisée, on est ainsi conduit à interposer un prisme à vision directe P (*fig.* 5) devant l'objectif de la lunette L', qui, comme la lentille collimatrice L, est achromatique.

La mesure de l'indice pour d'autres radiations que la raie D, pour laquelle la constante de l'appareil est 1 par construction, se fera de la manière suivante : connaissant la dispersion du verre de la cuve et de l'eau, on pourra, en comparant les écarts vrais entre les indices se rapportant aux différentes raies, pour le verre et pour l'eau, aux écarts observés dans l'appareil pour les mêmes corps, avoir une constante caractéristique de chaque radiation. Inutile de dire que le réglage devra se faire pour chaque mesure sur l'indice du verre de l'appareil, pour la radiation choisie.

Si l'on emploie un tube à hydrogène qui permettra la mesure pour les raies C ou Hα ($\lambda = 656^{\mu\mu},3$), F ou Hβ ($\lambda = 486^{\mu\mu},1$) et G ou Hγ ($\lambda = 434^{\mu\mu},0$), les constantes seront par exemple [1] :

Pour la raie C 0,9972
— F 1,0123
— G' 1,0189

Les trois raies de l'hydrogène seront fournies par un tube de Geissler G (*fig.* 5) dont la partie capillaire est horizontale ; la lumière traverse une lentille *l* et les rayons provenant de toute la section du

[1] Ces constantes, qui dépendent de la dispersion du verre de la cuve, sont fournies par le constructeur pour chaque instrument.

tube sont alors rassemblés sur la fente *f*. On peut placer en même temps, en M, un bec de gaz à flamme sodée (par exemple un brûleur Méker, sur le cloisonnage duquel il suffit de placer un fragment de chlorure de sodium fondu). Ce dispositif permet d'apercevoir simultanément dans le champ de la lunette les trois raies de l'hydrogène et la raie du sodium.

Pour certains liquides, le spectre observé contient des raies très voisines de celles fournies par le faisceau de lumière qui a traversé uniquement le verre de la cuve prismatique; elles sont enchevêtrées les unes dans les autres et même parfois confondues ou inversées, comme c'est le cas pour la benzine, si l'on considère les raies G'. Pour reconnaître facilement les raies appartenant au verre et celles appartenant au liquide, on procède ainsi : la cuve prismatique est limitée dans une garniture métallique portant deux fentes horizontales de 3 millimètres de hauteur. La fente inférieure permet aux rayons de passer par le fond de la cuve ; la fente supérieure permet de recevoir les rayons qui traversent le liquide. A l'aide d'un volet *v* (*fig.* 5) qu'on peut faire tourner autour d'un axe horizontal, on peut masquer soit la fente supérieure, soit la fente inférieure, de façon à n'avoir que l'un des deux systèmes des raies entremêlées.

Pour déterminer l'indice de réfraction d'un liquide pour une raie donnée, il suffira de multiplier par la constante correspondante l'écart entre l'indice observé pour le liquide et l'indice observé pour l'eau ; on aura ainsi la différence entre les indices réels du liquide et de l'eau; l'indice de l'eau étant connu, on en déduira celui du liquide. On peut d'ailleurs éviter tout calcul en dressant une fois pour toutes une table qui permettra, pour les diverses radiations, d'avoir de suite l'indice vrai, lorsqu'on aura l'indice observé.

J'ai comparé les résultats obtenus en opérant avec cet appareil sur quelques liquides purs et ceux obtenus, pour les mêmes liquides, à l'aide du réfractomètre de précision de Pulfrich. Pour faire cette comparaison, j'ai ramené les indices pour la raie D, obtenus avec l'un et l'autre instrument, à la même valeur. A cet effet, j'ai corrigé les indications de l'un d'eux de l'erreur systématique sur la réfraction entre les deux appareils, erreur dont l'ordre de grandeur est pour une même température de 0,0001 à 0,0002.

Le tableau suivant se rapporte : à l'alcool éthylique absolu (I), à une solution aqueuse de chlorure de calcium contenant 33^{gr},07 de sel pour 100 grammes de solution (II), à la benzine pure (III).

Liquides	t	n_D	n_C	n_F	$n_{G'}$	Réfractomètre
I	18°,2	1,3625	1,3607	1,3658	1,3703	Pulfrich (P.)
			1,3607	1,3657	1,3705	Féry (F.)
II	18°,8	1,4185	1,4159	1,4245	1,4294	P.
			1,4159	1,4244	1,4293	F.
III	18°,0	1,5022	1,4975	1,5141	1,5248	P.
			1,4976	1,5143	1,5250	F.

Eu égard aux erreurs expérimentales possibles, la concordance est donc satisfaisante. Nous signalerons également que les mesures déjà nombreuses faites au moyen du réfractomètre de Féry ont été réunies par le constructeur, M. Pellin, sous forme de 26 tables dont quelques-unes ont un intérêt industriel : huiles et corps gras, concordance des indices et des déviations de l'oléo-réfractomètre, huiles essentielles employées en parfumerie, etc.

CONDUCTIBILITÉS DES MÉLANGES D'ACIDE SULFURIQUE AVEC LES SULFATES (1). FORMATION DE COMPLEXES D'HYDROGÈNE ;

Par M. HOLLARD (2).

L'acide sulfurique, en solution pas trop concentrée, est fortement dissocié en ions $\overline{\overline{SO^4}}$ et $\overset{+}{H}$ et a une conductivité très supérieure aux conductivités des sels neutres (par exemple des sulfates) qui, à concentration égale, sont beaucoup moins dissociés que l'acide sulfurique. Ajoutons à cette solution d'acide sulfurique un sulfate quelconque, par exemple du sulfate de soude, c'est-à-dire des ions $\overline{\overline{SO^4}}$ et $\overset{+}{Na}$; la conductivité, qui est proportionnelle au nombre des ions contenus dans l'unité de volume, doit augmenter. Ici *elle diminue* malgré l'apport de nouveaux ions. Il faut donc qu'il y ait eu une disparition considérable d'ions (3).

(1) Les conductibilités des mélanges de SO^4H^2 avec SO^4Na^2 ainsi qu'avec SO^4Cu ont été présentées, par nous, comme thèse de physique en 1905. Les conductibilités des mélanges de SO^4H^2 avec SO^4Mg^2 et SO^4Zn ont été présentées à la séance de la Société chimique du 11 mai 1906. Nous donnons ces indications pour prendre date.

(2) Communication faite à la Société française de Physique : séance du 18 mai 1906.

(3) On ne peut invoquer ici l'hypothèse d'après laquelle (Voir Hollard, *Théorie des Ions et Electrolyse*, p. 141) l'addition de sulfate de soude provoquerait un changement d'équilibre entre les ions $\overline{\overline{SO^4}}$ et $\overset{+}{H}$ de l'acide sulfurique et la partie non

Ce ne sont pas les ions $\overline{\overline{SO^4}}$ qui ont diminué, puisque nous en avons ajouté sous forme de sulfate ; ce sont donc les ions $\overset{+}{H}$ qui ont en partie disparu pour entrer dans une combinaison complexe $\overline{SO^4H}$, comme l'indique la réaction suivante, où nous avons mis les ions en évidence :

$$\underbrace{\overline{\overline{SO^4}}\quad \overset{+}{H^2}}_{\text{Ac. sulfurique}} + \underbrace{\overline{\overline{SO^4}}\quad \overset{+}{Na^2}}_{\text{Sulfate de soude}} = \underbrace{2(\overline{SO^4H}\quad \overset{+}{Na})}_{\substack{\text{Sel complexe d'hydrogène}\\ \text{(bisulfate de sodium)}}}$$

Avec des solutions suffisamment étendues d'acide sulfurique, le complexe $\overline{SO^4H}$ se dissocie en ions $\overline{\overline{SO^4}}$ et $\overset{+}{H}$, c'est-à-dire qu'il redonne les ions de l'acide sulfurique, et cette dissociation est d'autant plus forte que l'acide sulfurique est plus étendu. Si bien que, pour des dilutions suffisantes d'acide sulfurique, l'addition de sulfate de soude ne diminue plus la conductibilité, mais elle l'augmente.

On se rend très bien compte du rôle du sulfate de soude par l'examen des courbes d'iso-conductivités des mélanges, en toutes proportions et en toutes concentrations, des solutions de sulfate de soude et d'acide sulfurique (Voir *fig.* 1).

En abscisses sont portées les concentrations (nombres de grammes par 100 centimètres cubes de solution) du sulfate et en ordonnées les concentrations de l'acide sulfurique.

Considérons un point quelconque d'une des courbes de la *fig.* 1, par exemple celui qui correspond à 6 grammes de SO^4H^2 et 2 grammes de SO^4Na^2 occupant le volume de 100 centimètres cubes ; la conductivité est 0,2197. Ajoutons du sulfate de soude; la conductivité diminue, malgré l'apport des ions $\overset{+}{Na}$; la diminution des ions $\overset{+}{H}$ est donc considérable. Pour maintenir constante la conductivité, nous sommes obligés d'ajouter des ions $\overset{+}{H}$, c'est-à-dire de l'acide sulfurique. C'est ce qu'indique la courbe montante correspondant à la conductivité 0,2197.

---

dissociée de cet acide, parce que ce genre de changement d'équilibre ne se produit d'une façon appréciable que par l'addition à un acide *faible*, c'est-à-dire peu dissocié (par exemple l'acide acétique), d'un sel de cet acide *faible* (l'acétate de soude par exemple). Ici nous avons affaire à l'acide sulfurique, qui est un acide *fort*.

Si nous considérons maintenant le mélange avec une concentration de SO^4H^2 très faible (2 0/0 par exemple), l'addition de SO^4Na^2 ne diminue plus la conductivité; elle l'augmente, mais légèrement. Cette addition de SO^4Na^2 a bien fait disparaître des ions $\overset{+}{H}$, puisque la conductivité du mélange est inférieure (et non pas égale) à la somme des conductivités des composants; mais cette disparition est beaucoup moins importante qu'avec des concentrations fortes de SO^4H^2 par suite de la dissociation — due à la dilution — des ions $\overline{SO^4H}$ en ions $\overline{\overline{SO^4}}$ et $\overset{+}{H}$.

Enfin considérons la zone intermédiaire comprise entre les solutions concentrées et les solutions étendues de SO^4H^2; nous trouvons, pour 3 0/0 de SO^4H^2, une horizontale comme courbe d'iso-conductivité; c'est-à-dire que la *conductivité reste constante quelle que soit la quantité de sulfate de soude ajoutée*. Il faut donc admettre que, pour 3 0/0 de SO^4H^2, les additions de SO^4Na^2 font disparaître autant d'ions $\overset{+}{H}$ qu'elles apportent d'ions $\overset{+}{Na}$.

Tout ce que nous venons de dire sur le mélange de sulfate de soude et d'acide sulfurique s'applique au mélange avec l'acide sulfurique des sulfates de *magnésie*, de *zinc* et de *cuivre*. Pour tous ces mélanges, nous avons dressé, comme avec le sulfate de soude, des courbes d'iso-conductivités (*fig.* 2, 3 et 4). Ces courbes ont exactement la même allure que pour le sulfate de soude. L'analogie est même si profonde que :

Pour tous ces mélanges, la courbe d'iso-conductivité correspondant à 3 0/0 *de* SO^4H^2 *est une horizontale.* C'est une preuve de plus que ce n'est pas la nature du sulfate ajouté qui conditionne l'allure des courbes, mais c'est seulement la proportion des ions complexes d'hydrogène $\overline{SO^4H}$. Il n'y a donc pas eu formation de complexes de sodium, de magnésium, de zinc ou de cuivre, mais bien formation de complexes d'hydrogène.

Un seul sulfate, le sulfate d'ammoniaque, donne des courbes d'allures différentes; la courbe horizontale se trouve située, avec ce sel, à 8 0/0 de SO^4H^2 (Voir *fig.* 5).

Mélanges de sulfate de soude et d'acide sulfurique. — Les résistivités sont exprimées en ohm-centimètres internationaux, la température moyenne à laquelle ont été effectuées les mesures est de 16°,8.

En gr. p. 100 cm³ SO^4H^2	SO^4Na^2	Résistivités $\frac{1}{x}$	Conductivités x	Températures
1	0	22,141	0,0452	17°
3	0	8,027	0,1245	16 ,9
5	0	4,988	0,2005	16 ,8
7	0	3,668	0,2726	16 ,8
9	0	2,891	0,3459	17 ,2
11	0	2,501	0,3998	17 ,2
13	0	2,179	0,4589	17 ,1
15	0	1,971	0,5073	17 ,0
17	0	1,818	0,5500	17
19	0	1,698	0,5889	17
0	2	50,547	0,0198	16 ,6
2	2	12,545	0,0797	16 ,7
4	2	6,764	0,1478	16 ,7
6	2	4,550	0,2197	16 ,6
8	2	3,521	0,2840	16 ,6
10	2	2,889	0,3461	16 ,6
12	2	2,494	0,4177	16 ,6
14	2	2,194	0,4557	16 ,6
16	2	2,001	0,4997	16 ,6
18	2	1,868	0,5353	16 ,6
0	4	29,418	0,0340	16 ,5
2	4	12,150	0,0823	16 ,6
4	3,93	6,874	0,1454	16 ,6
6	3,93	4,814	0,2077	16 ,7
8	4	3,701	0,2702	16 ,8
10	4	3,064	0,3264	16 ,7
12	4	2,617	0,3821	16 ,9
14	4	2,307	0,4334	16 ,8
16	4	2,104	0,4753	16 ,8
18	4	1,930	0,5181	17 ,3
0	6	21,293	0,0470	17 ,2
2	6	11,038	0,0906	17 ,2
4	5,9	6,999	0,1428	16 ,9
6	5,9	4,814	0,2077	16 ,9
8	5,9	3,746	0,2669	17
10	5,9	3,057	0,3271	17 ,2
12	6	2,752	0,3633	17
14	6	2,415	0,4141	17
16	6	2,190	0,4566	17
18	5,9	2,054	0,4868	17
0	7,87	17,412	0,0574	16 ,6
2	7,87	10,381	0,0963	16 ,6
4	7,87	7,013	0,1426	16 ,7
6	7,87	5,127	0,1950	16 ,8
8	7,87	4,026	0,2484	17 ,2
10	7,87	3,321	0,3011	17 ,2

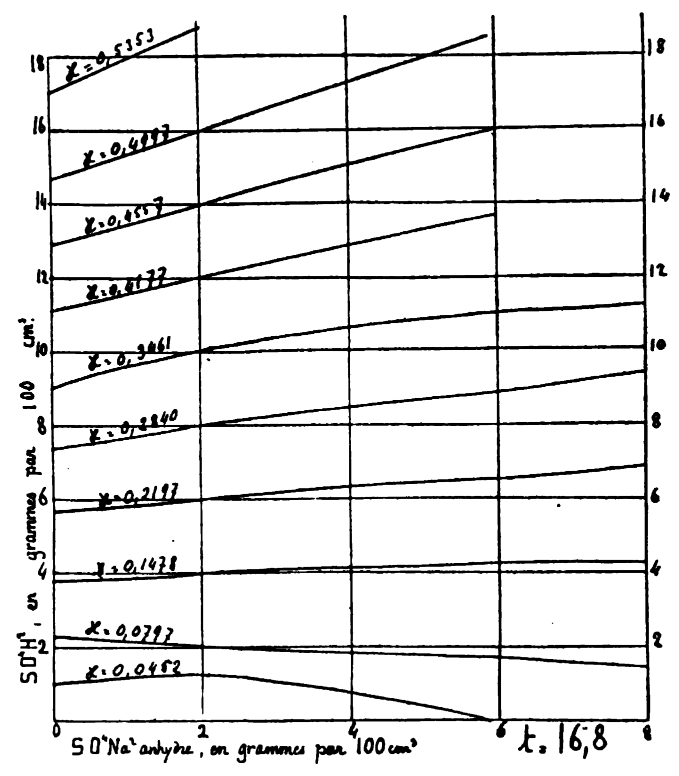


Fig. 1. — Courbes d'iso-conductivités des mélanges de sulfate de soude et d'acide sulfurique.

Mélanges de sulfate de magnésie et d'acide sulfurique. — Les résistivités sont exprimées en ohm-centimètres internationaux et la température moyenne à laquelle ont été effectuées les mesures est de 16°,8.

En gr. p. 100 cm³		Résistivités	Conductivités	Températures
SO^4H^2	SO^4Mg	$\frac{1}{\varkappa}$	$\varkappa$	
1,07	0	18,853	0,0530	17°,1
2,14	0	10,892	0,0918	16 ,8
4,29	0	5,723	0,1747	16 ,8
6,43	0	3,982	0,2511	16 ,8
8,57	0	3,092	0,3234	16 ,2
10,71	0	2,568	0,3894	16 ,2
12,86	0	2,238	0,4468	16 ,1
17,00	0	1,979	0,5053	17
17,14	0	1,803	0,5546	17
19,28	0	1,678	0,5959	17 ,2

En gr. p. 100 cm³ SO^4H^2	SO^4Mg	Résistivités $\frac{1}{x}$	Conductivités x	Températures
0	2	70,693	0,0141	16°,4
1,07	2	20,238	0,0494	17
2,14	2	11,614	0,0861	16 ,4
4,29	2	6,348	0,1575	16 ,6
6,43	2	4,305	0,2323	16 ,7
8,57	2	3,318	0,3014	16 ,9
10,71	2	2,777	0,3601	16 ,3
12,86	2	2,380	0,4202	16 ,4
17,00	2	2,131	0,4693	16 ,6
17,14	2	1,955	0,5115	16 ,8
19,28	2	1,814	0,5513	16 ,9
0	4	42,370	0,0236	16 ,5
1,071	4	18,390	0,0543	16 ,9
2,14	4	11,328	0,0883	17
4,29	4	6,744	0,1483	16 ,7
6,43	4	4,600	0,2174	16 ,8
8,57	4	3,567	0,2803	17
10,71	4	2,969	0,3368	17
12,86	4	2,557	0,3911	17 ,1
17,00	4	2,318	0,4314	16 ,5
17,14	4	2,127	0,4701	16 ,6
19,28	4	1,983	0,5042	16 ,7
0	6	32,144	0,0311	16 ,6
1,07	6	17,326	0,0577	17
2,14	6	11,258	0,0888	17
4,29	6	6,923	0,1444	17 ,1
6,43	6	5,059	0,1977	16 ,4
8,57	6	3,934	0,2542	16 ,5
10,71	6	3,265	0,3062	16 ,4
12,86	6	2,811	0,3557	16 ,3
17,00	6	2,517	0,3973	17 ,1
17,14	6	2,300	0,4348	17
19,28	6	2,153	0,4645	16 ,9
0	8	27,162	0,0368	16 ,6
1,07	8	16,055	0,0623	16 ,8
2,14	8	11,445	0,0874	16 ,7
4,29	8	7,366	0,1357	16 ,7
6,43	8	5,335	0,1874	16 ,6
8,57	8	4,228	0,2365	16 ,5
10,71	8	3,538	0,2826	16 ,4
12,86	8	3,073	0,3254	16 ,4
17,00	8	2,766	0,3615	16 ,4
17,14	8	2,532	0,3949	16 ,3
19,28	8	2,268	0,4409	17 ,2

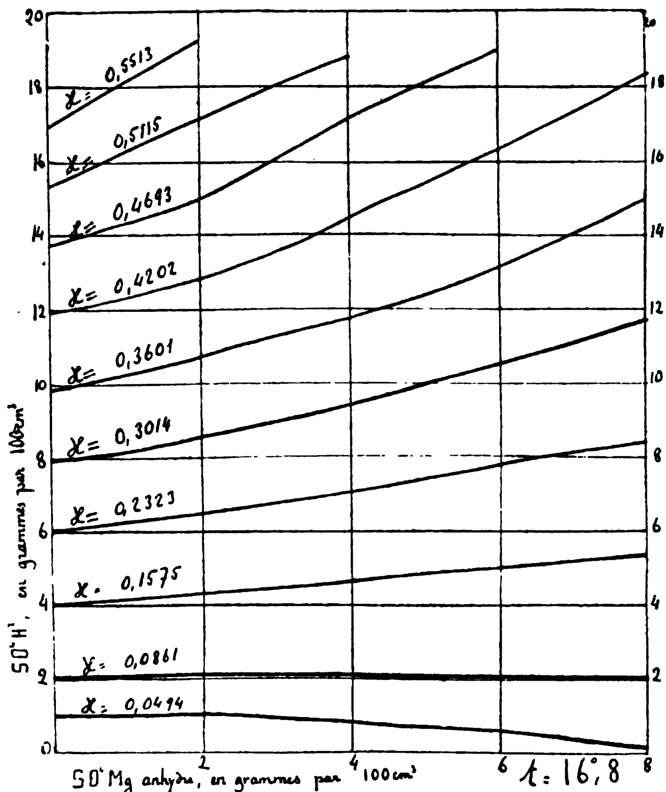


Fig. 2. — Courbes d'iso-conductivités des mélanges de sulfate de magnésie et d'acide sulfurique.

Mélanges de sulfate de zinc et d'acide sulfurique. — **Les résistivités sont exprimées en ohm-centimètres internationaux et la température moyenne à laquelle les mesures ont été effectuées est 16°,8.**

En gr. p. 100 cm³		Résistivités $\frac{1}{\chi}$	Conductivités χ	Températures
SO^4H^2	SO^4Zn			
1,07	0	18,853	0,0530	17°,1
2,14	0	10,892	0,0918	16 ,8
4,29	0	5,723	0,1747	16 ,8
6,43	0	3,982	0,2511	16 ,8
8,57	0	3,092	0,3234	16 ,2
10,71	0	2,568	0,3894	16 ,2
12,86	0	2,238	0,4468	16 ,1
17,00	0	1,979	0,5053	17
17,14	0	1,803	0,5546	17
19,28	0	1,678	0,5959	17 ,2

En gr. p. 100 cm³		Résistivités $\frac{1}{\kappa}$	Conductivités κ	Températures
SO^4H^2	SO^4Zn			
0	2	92,143	0,0108	16°,4
1,07	2	20,238	0,0494	17 ,1
2,14	2	11,588	0,0863	17 ,2
4,29	2	6,159	0,1624	17
6,43	2	4,006	0,2496	16 ,8
8,57	2	3,315	0,3016	16 ,6
10,71	2	2,721	0,3675	16 ,4
12,86	2	2,361	0,4235	17
17,00	2	2,106	0,4748	16 ,8
17,14	2	1,943	0,5147	16 ,6
19,28	2	1,807	0,5534	16 ,4
0	4	53,242	0,0188	17 ,3
1,07	4	19,952	0,0501	17 ,1
2,14	4	11,709	0,0854	16 ,9
4,29	4	6,504	0,1537	16 ,9
6,43	4	4,378	0,2284	16 ,8
8,57	4	3,489	0,2866	16 ,8
10,71	4	2,897	0,3452	16 ,9
12,86	4	2,502	0,3996	17
17,00	4	2,150	0,4651	17
17,14	4	2,032	0,4921	17 ,2
19,28	4	1,908	0,5241	17 ,2
0	6	39,897	0,0251	17 ,2
1,07	6	18,108	0,0552	17 ,2
2,14	6	11,590	0,0863	16 ,7
4,29	6	6,583	0,1519	17 ,3
6,43	6	4,713	0,2122	17 ,2
8,57	6	3,653	0,2737	17
10,71	6	3,067	0,3260	16 ,8
12,86	6	2,662	0,3756	16 ,5
17,00	6	2,174	0,4600	17
17,14	6	2,356	0,4244	17 ,4
19,28	6	2,032	0,4921	17 ,4
0	8	33,152	0,0302	17 ,0
1,07	8	17,326	0,0577	17 ,2
2,14	8	11,235	0,0101	17 ,2
4,29	8	6,840	0,1462	17 ,2
6,43	8	4,937	0,2025	17
8,57	8	3,887	0,2573	16 ,9
10,71	8	3,246	0,3081	16 ,8
12,86	8	2,799	0,3573	16 ,8
17,00	8	2,537	0,3942	16 ,6
17,14	8	2,342	0,4270	16 ,5
19,28	8	2,192	0,4562	16 ,4

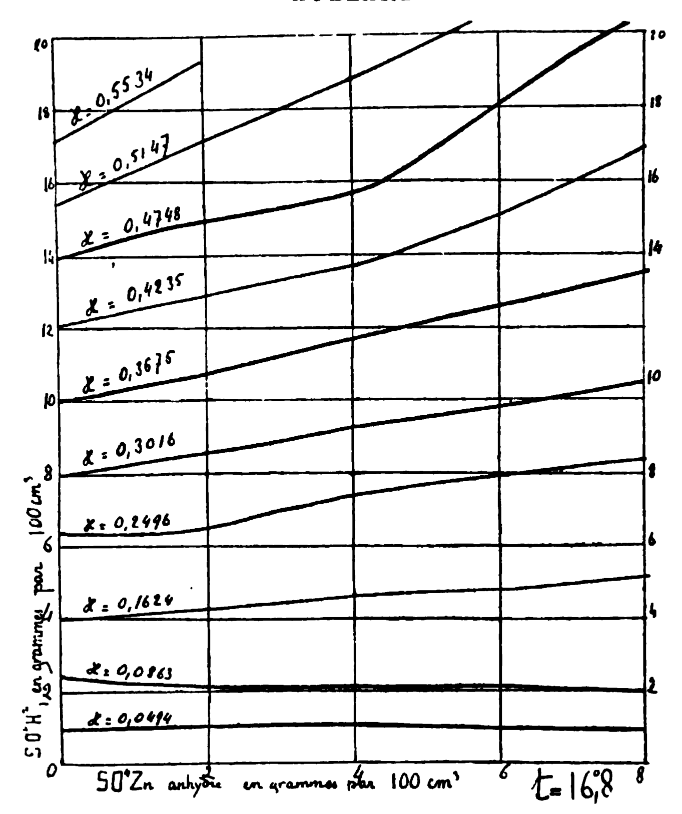


Fig. 3. — Courbes d'iso-conductivités des mélanges de sulfate de zinc et d'acide sulfurique.

Mélanges de sulfate de cuivre et d'acide sulfurique. — Les résistivités sont exprimées en ohm-centimètres internationaux et la température moyenne à laquelle ont été effectuées les mesures est ici 35°. — Il était intéressant de faire les mesures de conductivités à cette température, parce que c'est celle à laquelle se fait l'électro-métallurgie du cuivre. De plus, à cette température, nous avons pu avoir des mélanges beaucoup plus concentrés en sulfate de cuivre qu'à la température ordinaire ; le sulfate de cuivre est, en effet, peu soluble dans les solutions d'acide sulfurique à la température ordinaire.

En gr. p. 100 cm³		Résistivités	Conductivités	Températures
SO^4H^2	SO^4Cu	$\frac{1}{x}$	x	
1	0	19,382	0,0516	35°,1
2	0	9,996	0,1000	35 ,0
3	0	6,933	0,1442	35 ,2

En gr. p. 100 cm³		Résistivités $\frac{1}{\varkappa}$	Conductivités $\varkappa$	Températures
SO^4H^2	SO^4Cu			
5	0	4,257	0,2349	35°,2
7	0	3,124	0,3201	35 ,1
9	0	2,493	0,4011	35 ,2
11	0	2,103	0,4755	35 ,2
13	0	1,819	0,5497	35 ,2
15	0	1,638	0,6105	35 ,1
17	0	1,506	0,6640	34 ,8
19	0	1,401	0,7137	34 ,8
0	2,5	68,500	0,0146	35 ,2
1	2,5	19,785	0,0505	35 ,2
2	2,5	10,918	0,0916	35 ,1
3	2,5	7,663	0,1305	35 ,3
5	2,5	4,620	0,2164	35 ,3
7	2,5	3,343	0,2991	35 ,3
9	2,5	2,670	0,3745	35 ,3
11	2,5	2,249	0,4446	35 ,3
13	2,5	1,932	0,5176	35 ,1
15	2,5	1,754	0,5701	35 ,1
17	2,5	1,600	0,6250	35 ,0
19	2,5	1,465	0,6825	35 ,2
0	7,5	29,889	0,0334	35 ,0
1	7,5	16,001	0,0625	35 ,0
2	7,5	10,423	0,0959	35 ,1
3	7,5	7,820	0,1279	35 ,2
5	7,5	5,040	0,1984	35 ,2
7	7,5	3,710	0,2695	35 ,3
9	7,5	2,953	0,3386	35 ,1
11	7,5	2,482	0,4029	35 ,1
13	7,5	2,172	0,4604	35 ,0
15	7,5	1,955	0,5115	35 ,0
17	7,5	1,768	0,5656	35 ,2
19	7,5	1,638	0,6105	35 ,2
0	12,5	20,599	0,0485	35 ,1
1	12,5	13,681	0,0731	35 ,1
2	12,5	9,996	0,1000	35 ,1
3	12,5	7,726	0,1294	35 ,1
5	12,5	5,301	0,1886	35 ,0
7	12,5	3,989	0,2507	35 ,0
9	12,5	3,277	0,3051	35 ,0
11	12,5	2,725	0,3670	34 ,9
13	12,5	2,432	0,4112	35 ,0
15	12,5	2,166	0,4617	35 ,1
17	12,5	1,978	0,5056	35 ,2
0	15	18,403	0,0543	35 ,2
1	15	12,764	0,0783	35 ,2
2	15	9,540	0,1048	35 ,1

En gr. p. 100 cm3		Résistivités	Conductivités	Températures
SO^4H^2	SO^4Cu	$\frac{1}{\varkappa}$	$\varkappa$	
3	15	7,663	0,1305	35°,2
5	15	5,385	0,1857	35 ,2
7	15	4,154	0,2407	35 ,2
9	15	3,398	0,2943	35 ,2
11	15	2,918	0,3427	35 ,1

Fig. 4. — Courbes d'iso-conductivités des mélanges de sulfate de cuivre et d'acide sulfurique.

Mélanges de sulfate d'ammoniaque et d'acide sulfurique. — Les conductivités sont les inverses des résistivités exprimées en ohm-centimètres internationaux, et la température moyenne à laquelle ont été effectuées les mesures est 15°,3.

En gr. p. 100 cm³		Conductivités	Températures
SO^4H^2	$SO^4(NH^4)^2$		
1,33	0	0,0556	15°,2
2,66	0	0,1057	15 ,3
3,99	0	0,1513	15 ,3
5,32	0	0,2018	15 ,3
7,98	0	0,2895	15 ,3
10,64	0	0,3697	15 ,4
13,31	0	0,4388	15 ,4
15,96	0	0,5023	15 ,4
18,63	0	0,5546	15 ,4
21,28	0	0,5949	15 ,4
23,96	0	0,6317	15 ,4
26,62	0	0,6549	15 ,4
0	2,49	0,0286	15 ,4
1,33	2,49	0,0667	15 ,4
2,66	2,49	0,1078	15 ,4
3,99	2,49	0,1538	15 ,4
5,32	2,49	0,1997	15 ,4
7,98	2,49	0,2860	15 ,4
10,64	2,49	0,3601	15 ,4
13,31	2,49	0,4288	15 ,4
15,96	2,49	0,4924	15 ,4
18,63	2,49	0,5379	15 ,4
21,28	2,49	0,5794	15 ,4
23,96	2,49	0,6105	15 ,4
26,62	2,49	0,6353	15 ,4
0	4,98	0,0516	15 ,4
1,33	4,98	0,0840	15 ,3
2,66	4,98	0,1187	15 ,4
3,99	4,98	0,1591	15 ,4
5,32	4,98	0,1989	15 ,4
7,98	4,98	0,2843	15 ,4
10,64	4,98	0,3565	15 ,4
13,31	4,98	0,4253	15 ,4
15,96	4,98	0,4845	15 ,4
18,63	4,98	0,5336	15 ,5
21,28	4,98	0,5750	15 ,6
23,96	4,98	0,6006	15 ,2
26,62	4,98	0,6329	15 ,3

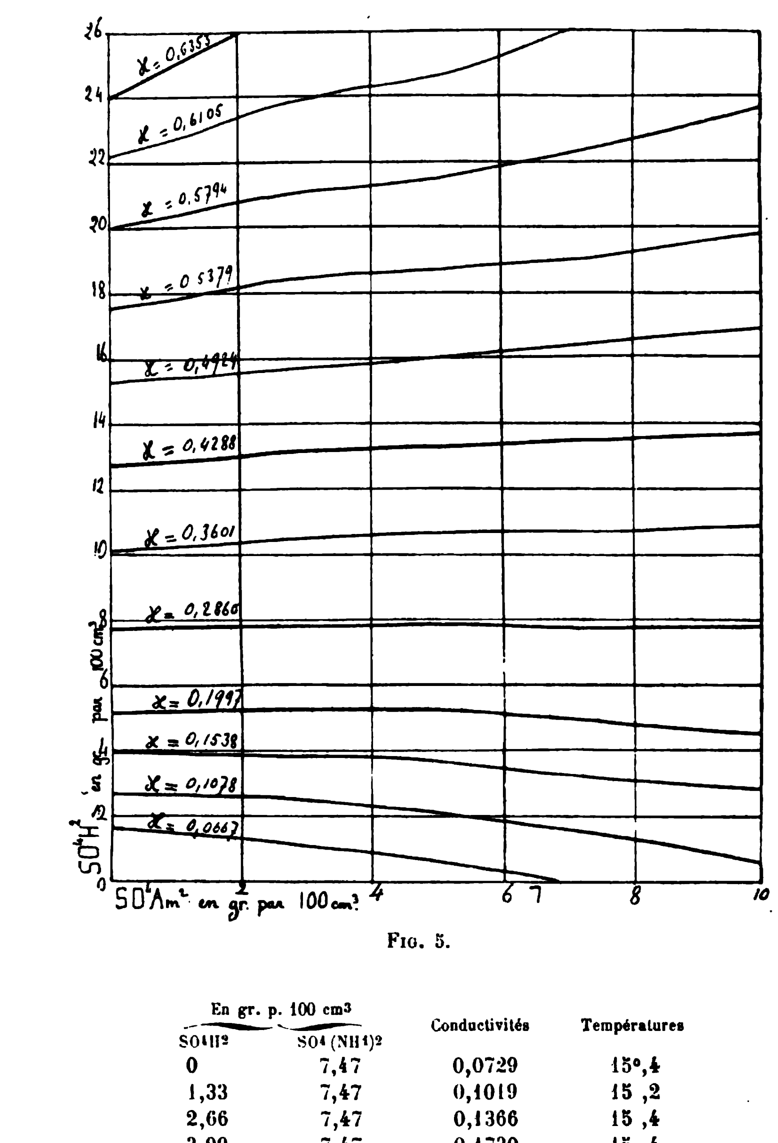


Fig. 5.

En gr. p. 100 cm3		Conductivités	Températures
SO^4H^2	$SO^4(NH^4)^2$		
0	7,47	0,0729	15°,4
1,33	7,47	0,1019	15 ,2
2,66	7,47	0,1366	15 ,4
3,99	7,47	0,1730	15 ,4
5,32	7,47	0,2097	15 ,5
7,98	7,47	0,2883	15 ,6
10,64	7,47	0,3565	15 ,4
13,31	7,47	0,4216	15 ,2
15,96	7,47	0,4766	15 ,1.

En gr. p. 100 cm³		Conductivités	Températures
SO^4H^2	$SO^4(NH^4)^2$		
18,63	7,47	0,5252	15°,1
21,28	7,47	0,5695	15 ,2
23,96	7,47	0,5865	15 ,2
26,62	7,47	0,6105	15 ,3
0	9,96	0,0918	15 ,5
1,33	9,96	0,1212	15
2,66	9,96	0,1492	15
3,99	9,96	0,1837	15 ,2
5,32	9,96	0,2179	15 ,4
7,98	9,96	0,2873	15 ,3
10,64	9,96	0,3537	15 ,2
13,31	9,26	0,4170	15 ,4
15,96	9,96	0,4721	15 ,6
18,63	9,96	0,5168	15 ,3
21,28	9,96	0,5546	15 ,5
23,96	9,96	0,5794	15 ,4
26,62	9,96	0,5963	15 ,3
0	1,24	0,0155	15 ,5
1,33	1,24	0,0604	15 ,2
2,66	1,24	0,1067	15 ,4
3,99	1,24	0,1543	15 ,2
5,32	1,24	0,2012	15 ,4
7,98	1,24	0,2898	15 ,4
10,64	1,24	0,3688	15 ,6
13,31	1,24	0,4367	15 ,3
15,96	1,24	0,5025	15 ,4
18,63	1,24	0,5464	15 ,5
21,28	1,24	0,5882	15
23,96	1,24	0,6211	15 ,2
26,62	1,24	0,6452	15 ,5

ANNALEN DER PHYSIK ;

T. XVIII; n° 12; 1905.

E. ASCHKINASS. — Elektrische Leitungsfähigkeit und Reflexionsvermögen der Kohle (Conductibilité électrique et pouvoir réflecteur du charbon). — P. 373-386.

La relation trouvée par Hagen et Rubens entre la résistivité et le pouvoir réflecteur des métaux :

$$(1) \qquad 100 - R = \frac{36,5 \sqrt{w}}{\sqrt{\lambda}}$$

(λ = longueur d'onde en μ, w = résistivité en ohms), ne s'applique que si la valeur de l'expression

$$\Lambda\tau = 30 \frac{\lambda}{w}$$

(Λ = conductivité en mesure électrostatique, τ = période de vibration) est grande vis-à-vis de 1. Quand cela n'a pas lieu, on peut écrire d'après Planck [1] :

$$(2) \qquad R = 100 \frac{\sqrt{4\Lambda^2\tau^2 + 1} + 1 - \sqrt{2\left(\sqrt{4\Lambda^2\tau^2 + 1} + 1\right)}}{\sqrt{4\Lambda^2\tau^2 + 1} + 1 + \sqrt{2\left(\sqrt{4\Lambda^2\tau^2 + 1} + 1\right)}},$$

à condition que l'on n'ait pas à considérer l'influence des vibrations propres des particules élémentaires du corps réflecteur.

Pour le charbon, même avec les échantillons les plus conducteurs, la valeur de $\Lambda\tau$ ne permet l'application de la relation (1) qu'aux ondes hertziennes ; dans le spectre infra-rouge, il faut s'adresser à (2) si l'on veut confronter la théorie avec l'expérience.

L'auteur a déterminé le pouvoir réflecteur du charbon de cornue et d'un charbon artificiel de Siemens (marque 166) pour l'incidence de 20° et une longueur d'onde de 9 centimètres obtenue au moyen d'un excitateur formé de deux tiges de laiton de 12 millimètres de long ; les rayons, rendus parallèles par une lentille de pétrole, tombaient après réflexion sur un résonateur de Klemenčič à élément thermoélectrique placé au foyer d'un miroir concave ; l'énergie reçue

(1) *Sitzungsber. d. k. Akad. d. Wissensch. zu Berlin*, 1903, p. 278.

était comparée à celle que l'on recevait en remplaçant la plaque de charbon par une feuille d'étain de même grandeur collée sur verre ($R = 100$). On a déterminé au spectrophotomètre la valeur de R relative à la raie D pour les charbons précédents et un anthracite à 94 0/0 de carbone ; on a comparé à l'argent les mêmes échantillons, au moyen d'un spectromètre à réflexion, pour $8^{\mu},9$, 26 μ et $51^{\mu},2$ (rayons restants) ; enfin, entre $0^{\mu},8$ et $8\,\mu$, les charbons artificiels ont été comparés à l'argent par la même méthode.

Le tableau suivant rassemble les résultats ; les calculs ont été faits par (1) pour $\lambda = 9$ centimètres, par (2) pour les autres radiations : les nombres entre parenthèses sont un peu incertains

		Charbon de cornue		Charbon de Siemens		Anthracite
		obs.	calc.	obs.	calc.	obs.
	w	75,8		114		$2,10^{10}$
R	$\lambda = 0,589$	4,4	1,3	(1,4)	—	3,7
	0,8	10,5	2,2	—	—	—
	1,0	12,2	3,3	—	—	—
	2,0	17,4	9,0	—	—	—
	4,0	22,4	19,0	—	—	—
	6,0	27,7	26,3	—	—	—
	8,0	32,5	31,7	—	—	—
	8,9	34,8	33,7	29	—	12,2
	26	49,5	53,3	41,1	—	12,8
	51,2	56,5	64,1	54,5	—	13,8
	$9,10^{4}$	(94)	98,9	98,3	98,7	14

(Le pouvoir réflecteur de l'or est voisin de 50 pour $\lambda = 0^{\mu},6$ et égal à 35 pour $\lambda = 0^{\mu},47$.)

L'accord entre l'observation et le calcul est satisfaisant, surtout pour les ondes longues.

Si les charbons conducteurs sont comparables aux métaux vis-à-vis des ondes hertziennes, il n'en est pas de même de l'anthracite, qui se comporte comme un diélectrique ; son indice pour $\lambda = 9$ centimètres serait 2,2, voisin de celui du diamant (calculé d'après la constante diélectrique).

L'accroissement du pouvoir réflecteur du charbon avec λ se poursuit dans tout le spectre, à partir des limites du spectre visible ; l'accroissement parallèle constaté avec les métaux disparaît dès la limite du spectre prismatique, parce qu'il devient alors pratiquement égal à 100.

Le pouvoir réflecteur du charbon est donc dans le spectre presque

ANNALEN DER PHYSIK ;

T. XVIII; n° 12; 1905.

E. ASCHKINASS. — Elektrische Leitungsfähigkeit und Reflex... der Kohle (Conductibilité électrique et pouvoir réflecteur d... P. 373-386.

La relation trouvée par Hagen et Rubens entre la ... pouvoir réflecteur des métaux :

$$(1) \qquad 100 - R = \frac{36,5\sqrt{w}}{\sqrt{\lambda}}$$

(λ = longueur d'onde en μ, w = résistivité en ... que si la valeur de l'expression

$$\Lambda\tau = 30\frac{\lambda}{w}$$

(Λ = conductivité en mesure électrostatiqu... tion) est grande vis-à-vis de 1. Quand ce... écrire d'après Planck ([1]) :

$$(2) \qquad R = 100\frac{\sqrt{4\Lambda^2\tau^2 + 1} + 1 - \sqrt{\cdots}}{\sqrt{4\Lambda^2\tau^2 + 1} + 1 + \sqrt{\cdots}}$$

-à condition que l'on n'ait pas à consid... propres des particules élémentaires d...

Pour le charbon, même avec les é... la valeur de $\Lambda\tau$ ne permet l'applicat... hertziennes ; dans le spectre infr... l'on veut confronter la théorie av...

L'auteur a déterminé le pouv... et d'un charbon artificiel de S... de 20° et une longueur d'ond... d'un excitateur formé de de... long ; les rayons, rendus par... baient ... sur ...

...tions ... propagent ... une équa- ... point d'ori-

'ʳoscopique du rayonne-

ᵓ Lugol.

ntre
ᵕquel-
ıumière
.dices re-
ns la lame,
ıe marche δ
ɹngle d'émer-

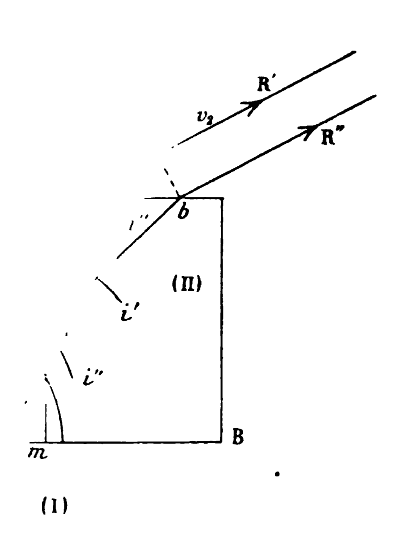


Fig. 1.

ı'incidence on trace : la circonférence i_2 de rayon n_2 ;
et i'' par ce plan de la surface des indices (rayons vec-

entier sous la dépendance de sa résistivité. Les charbons conducteurs, qui dans le spectre visible se comportent comme le corps noir type, ne sont même plus « gris » dans l'infra-rouge et *sont, vis-à-vis des oscillations hertziennes, comparables à un métal poli.* Cette conclusion peut avoir de l'importance pour l'économie de certaines sources lumineuses. Dans les flammes, la réflexion n'intervient probablement pas, grâce à l'extrême division du carbone. Mais il n'en va pas de même dans l'arc, bien que la combustion puisse modifier le phénomène, et surtout dans la lampe à incandescence, et il est avantageux que le pouvoir réflecteur pour les ondes longues atteigne une valeur élevée, car ce fait diminue dans l'émission totale l'importance relative des radiations calorifiques.

L'auteur a montré, en effet, que les métaux polis deviennent de plus en plus « noirs » dans le spectre infra-rouge quand leur température s'élève, parce que leur coefficient de température est positif; comme celui du charbon est négatif, ce corps devient de plus en plus « poli » quand la température s'élève. L'économie d'une pareille source doit donc croître bien plus encore que celle d'un corps absolument noir quand la température s'élève.

P. Lugol.

T. XVIII, n° 13; 1905.

M. LAUE. — Die Fortpflanzung der Strahlung in dispergierenden und absorbierenden Medien (La propagation du rayonnement dans les milieux dispersifs et absorbants). — P. 523-566.

Mémoire mathématique, ayant pour objet de déduire les variations du spectre des variations de la forme des vibrations qui se propagent dans un milieu dispersif et absorbant, sans se limiter à une équation différentielle déterminée. La vibration donnée à son point d'origine est représentée par une intégrale de Fourier (superposition de vibrations sinusoïdales); au lieu des fonctions trigonométriques ordinaires, on emploie la fonction exponentielle à argument imaginaire.

L'auteur examine successivement : la propagation d'une onde sphérique; un faisceau élémentaire de rayons; les variations de formes de la vibration dues à la dispersion; la vitesse des groupes d'ondes et la théorie électronique de la dispersion; la réflexion et la réfrac-

tion du rayonnement; la décomposition spectroscopique du rayonnement.

P. Lugol.

G. WULFF. — Zur Geometrie der Doppelbrechung
(Considérations géométriques sur la double réfraction). — P. 579-589.

Expression géométrique simple des différences de marche entre les deux ondes qui traversent une lame cristalline sous un angle quelconque, et qui donnent lieu aux phénomènes observés en lumière convergente. Soit d l'épaisseur de la lame ; n' et n'', les indices relatifs au milieu (I) pour les directions oa et ob faisant dans la lame, avec la normale oN', les angles r' et r'' ; la différence de marche δ des rayons émergents R' et R'' dans le milieu (III) [angle d'émergence $= r_2$, indice relatif à (I) $= n_2$] est :

$$\delta = d\,(n' \cos r' - n'' \cos r'').$$

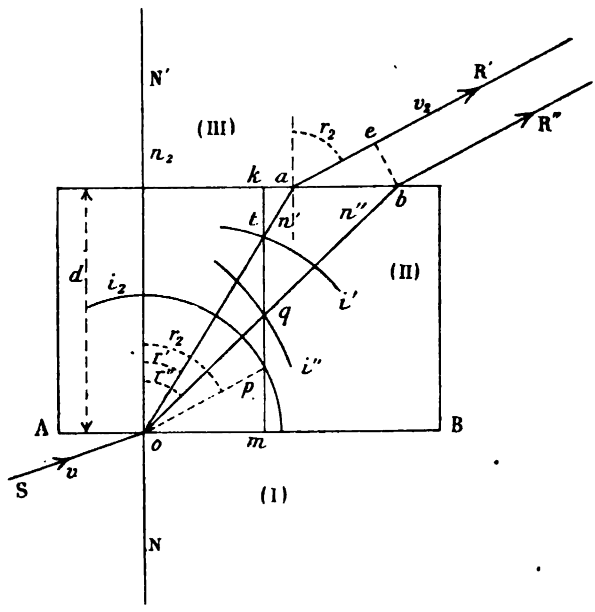


Fig. 1.

Dans le plan d'incidence on trace : la circonférence i_2 de rayon n_2 ; les sections i' et i'' par ce plan de la surface des indices (rayons vec-

teurs égaux à n' et n'') ; op, parallèle aux rayons émergents, coupant i_2 en p ; kpm, qui coupe i' et i'' en t et q ; ot et oq sont des directions normales aux ondes intérieures, et l'on a :

$$\eta = tq = n' \cos r' - n'' \cos r'' = \frac{\delta}{d},$$
$$\rho = om = n_2 \sin r_2.$$

On considère dans les différents plans passant par oN_1 les droites telles que tq sur lesquelles les deux nappes de la surface des indices interceptent des segments égaux ; le lieu de leurs pieds m sur la face AB de la lame est une courbe d'égale différence de marche (assimilable à un anneau de Newton, sauf que tq est compté une seule fois).

On peut exprimer η en fonction de la longueur d'onde λ dans l'air, et écrire :

$$\eta = m \cdot \frac{\lambda}{d}.$$

On peut observer ces courbes de deux manières.

a) On enlève la fente du collimateur d'un goniomètre, et on met un polariseur dans le tube ; dans la lunette on place un analyseur ; la lame est placée parallèlement à l'axe du goniomètre et la lunette est disposée en face du collimateur. Les ondes sortant de la plaque vont interférer dans le plan focal de la lunette, et l'on aperçoit dans le champ des courbes lumineuses ou des courbes sombres suivant que $d\eta$ correspond à un nombre pair ou impair de demi-longueurs d'onde. Si l'on a repéré par autocollimation la normale à la plaque, on mesurera facilement les angles d'émergence dans l'air, r, en tournant la lunette de manière à amener successivement sous le réticule les franges brillantes ; si la plaque est symétrique, on n'aura qu'à pointer les deux côtés de la normale les franges symétriques et à diviser par 2. La connaissance de la surface des indices permettra de calculer η en fonction de r et des indices.

b) On observe au microscope polarisant les images des courbes, semblables aux courbes elles-mêmes, formées dans le plan focal principal de l'objectif, l'axe optique de l'appareil étant dirigé normalement à la plaque.

Si on désigne par n_2 l'indice du milieu interposé entre le cristal et l'objectif, par f la distance focale équivalente de l'objectif, par ξ

la distance au centre de la trace de l'onde atteignant l'objectif sous l'angle r_2, on a d'après Abbe :

$$\sin r_2 = \frac{\xi}{f n_2}, \qquad \text{d'où} \qquad \xi = f\rho,$$

ce qui permet de calculer ρ en mesurant ξ au micromètre oculaire.

L'auteur a vérifié la justesse de ses déductions par des mesures faites sur des plaques de spath et d'aragonite.

Les calculs se compliquent un peu quand le plan d'incidence n'est pas un plan de symétrie, mais ils restent possibles ; on calcule alors η au moyen de l'équation de la surface des indices rapportée aux axes de symétrie :

$$\left(\frac{x_1^2}{\beta^2\gamma^2} + \frac{x_2^2}{\gamma^2\alpha^2} + \frac{x_3^2}{\alpha^2\beta^2}\right)(x_1^2 + x_2^2 + x_3^2) - \left[\left(\frac{1}{\beta^2} + \frac{1}{\gamma^2}\right)x_1^2 + \left(\frac{1}{\gamma^2} + \frac{1}{\alpha^2}\right)x_2^2 + \left(\frac{1}{\alpha^2} + \frac{1}{\beta^2}\right)x_3^2\right] + 1 = 0.$$

On peut, par les méthodes précédentes, éprouver simplement et exactement la forme de la surface des indices dans les uniaxes et les biaxes.

P. Lugol.

W. BETZ. — Eine Methode zur Bestimmung der Dicke und optischen Konstanten durchsichtiger Metallschichten (Méthode de détermination de l'épaisseur et des constantes optiques de couches métalliques transparentes). — P. 590-605. — (Diss. inaug. de Leipzig.)

Les couches métalliques sont déposées sur verre par projection cathodique. Pour déterminer les trois inconnues : d, épaisseur ; n, indice ; nk, coefficient d'absorption, on doit se procurer trois équations. Une première, trop compliquée pour que nous puissions la transcrire ici, se déduit de la théorie électromagnétique, et rattache les inconnues aux éléments (différence de phase et rapport d'amplitudes) de la vibration elliptique de la lumière transmise ; une seconde les relie au rapport des intensités de la lumière incidente et de la lumière transmise ; une troisième, enfin, fait dépendre n et nk seuls du rapport des intensités incidente et transmise : 1° lorsque le métal est placé entre l'air et le verre ; 2° lorsqu'il est placé entre de la benzine et du verre.

Les observations se réduisent donc à des mesures de polarisation et d'intensités lumineuses. Les épaisseurs déduites de ces mesures concordent assez bien avec celles que l'on a faites au moyen des méthodes anciennes.

Nous citerons les résultats relatifs à trois échantillons d'argent et à deux échantillons de cuivre :

		$(d \times 10^6)^{mm}$	n rouge	n vert	n bleu	nk rouge	nk vert	nk bleu
Argent..	I	29,3	0,24	0,14	0,30	4,15	3,30	2,52
Argent..	II	47,8	0,28	0,15	0,26	4,40	3,25	2,75
Argent.. (Bleu rougeâtre par transp.).	III	15,0	1,50	0,85	0,68	2,75	4,15	3,88
Cuivre...	I	20,2	0,62	0,78	0,94	3,86	2,64	2,50
Cuivre...	II	37,9	0,77	1,12	1,32	4,00	2,70	2,47
Résultats antérieurs :								
Cu (Minor, 1903)..........			0,62		1,1	2,6	2,3	2,2
Ag —			0,18	0,17	0,17	3,6	3,2	2,9
Ag (Hagen, Rubens, 1902)..				0,2		4,8	3,5	3,0
Ag (Wernicke, 1878.......						3,6	2,9	2,7
Ag (Drude, *Optik*, p. 338).				0,18		3,7		

On n'a pu obtenir de résultats avec le platine, trop altérable, ni avec l'or.

On a souvent obtenu des couches d'or bleues par transparence, qui, chauffées à 200°, devenaient tout à coup vertes et beaucoup plus transparentes, en perdant jusqu'à 8 0/0 de leur poids ; il semble qu'on puisse attribuer ce fait à la réduction d'un oxyde formé d'abord, car les couches vertes sont beaucoup plus conductrices que les bleues. L'examen microscopique avec une forte immersion a révélé l'existence de « grains » rouges et verts, irrégulièrement distribués sur un fond rougeâtre, verdâtre ou bleuâtre.

P. LUGOL.

O. LEHMANN. — Näherungsweise Bestimmung der Doppelbrechung fester und flüssiger Kristalle (Evaluation approximative de la double réfraction des cristaux solides et liquides). — P. 796-807.

— Drehung der Polarisations ebene und der Absorptions richtung bei flüssigen Kristallen (Rotation du plan de polarisation et de la direction d'absorption dans les cristaux liquides). — P. 808-810.

1. L'auteur a pour objet d'indiquer une méthode sûre et rapide de mesure de la différence maximum des indices des substances biré-

fringentes, soit en vue de l'identification de ces substances, soit pour permettre aux chimistes de répéter simplement ses expériences dont l'interprétation a été et est encore si vivement contestée.

On écrase une goutte du liquide à examiner entre une lame à faces parallèles et une lentille plan-convexe dont on connaît le rayon de courbure ; en plaçant ce système entre deux nicols croisés, on verra en lumière homogène des anneaux noirs correspondant aux points où la différence de marche des deux rayons dans le liquide correspond à une période entière ; en appelant n_1 et n_2 les deux indices correspondants, h l'épaisseur traversée, a le rayon du premier anneau noir, r le rayon de courbure de la lentille, on a facilement :

$$\lambda = h(n_1 - n_2) = \frac{a^2}{2r}(n_1 - n_2),$$

$$n_1 - n_2 = \frac{\text{Const.}}{a^2};$$

la valeur de la constante est facile à déterminer au moyen d'une substance de biréfringence connue. Il suffit donc de mesurer a.

On opère aussi sûrement en lumière blanche qu'en lumière homogène en pointant sur le violet sensible (extinction de $\lambda = 0^{\mu},575$). Le mieux est de mesurer a avec un micromètre oculaire que l'on aura étalonné au moyen d'un micromètre objectif, afin d'éviter les erreurs pouvant résulter de la réfraction dans la lentille. Le rayon de courbure de la lentille est indifférent; on peut même prendre un verre de besicle plan-convexe; il faut seulement qu'elle soit assez lourde pour bien écraser le liquide, et assez légère pour ne pas le refouler autour du point de contact, ce qui élargit les anneaux.

Dans un champ où il se forme des cristaux d'orientation variable, le système d'anneaux présente des *failles*, pour ainsi dire ; cela n'a pas d'inconvénient, puisqu'on cherche la biréfringence maximum.

Le phénomène se complique beaucoup lorsque la substance forme de petits cristaux ou des feuillets, parce que le plan de polarisation tourne comme dans les empilements de Reusch. La méthode ne peut plus s'appliquer dans ce cas. Il se complique encore davantage avec les *cristaux coulants*, qui se déforment.

On peut aisément projeter.

L'auteur indique quelques résultats numériques et maintient son point de vue contre les objections de Tammann.

II. Lorsqu'on ajoute à la préparation un peu d'huile, de xylol ou

de colophane, qui empêche les cristaux d'adhérer au verre, la masse cristalline liquide se contracte en vertu de sa tension superficielle; les anneaux colorés disparaissent, on voit apparaître des anneaux alternativement noirs et clairs, dus à la rotation du plan de polarisation, et dont le diamètre change quand on fait tourner le polariseur.

Le changement d'orientation de la structure moléculaire peut également faire apparaître du dichroïsme.

P. Lugol.

T. XVIII, n° 15; 1905.

Allvar GULLSTRAND. — Über Astigmatismus, Koma und Aberration (Astigmatisme, coma et aberration). — P. 941-973.

Mémoire d'optique géométrique. L'auteur étudie les écarts à l'homocentricité, le long d'un rayon, par la méthode suivante : On considère un faisceau monochromatique, primitivement homocentrique; on choisit un rayon de ce faisceau (rayon principal) et on étudie les propriétés du faisceau en considérant, en un point quelconque du rayon, une surface normale (surface d'onde) rapportée au rayon pris comme axe des z et à ses sections principales. Cette équation, exprimée au moyen des dérivées partielles de z, et celles qu'on en déduit par des différentiations successives, donnent *exactement* toutes les caractéristiques du faisceau, c'est-à-dire sa constitution vraie. Si maintenant l'on remplace, pour simplifier, ces équations par des développements en séries, on n'obtient que des résultats approximatifs dont il est nécessaire de vérifier constamment la correction.

P. Lugol.

Johannès FRIEDEL. — Experimentelle Untersuchungen über lamellare Doppelbrechung (Recherches expérimentales sur la double réfraction lamellaire). — P. 1031-1048. — (Diss. inaug. de Leipzig.)

M. Otto Wiener, étudiant les propriétés d'un corps à structure lamellaire formé de couches alternées d'indices différents et d'épaisseur faible vis-à-vis de la longueur d'onde de la lumière, a trouvé qu'il doit se comporter comme un cristal uniaxe dont l'axe optique serait perpendiculaire à la stratification [1].

(1) *Leipz. Ber.*, LIV, p. 282; 1902: — *Physik. Zeitschr.*, V, p. 332; 1904.

Pour contrôler expérimentalement cette théorie, l'auteur a étudié un corps lamellaire formé de couches alternatives d'iodure d'argent et d'iodure cuivreux ; on obtenait d'abord par projection cathodique une stratification alternée argent-cuivre dont les diverses couches avaient même épaisseur pour un même métal ; le dispositif employé permettait de placer les électrodes de manière à n'avoir les deux séries de couches qu'au milieu de la plaque de verre, l'argent débordant d'un côté et le cuivre de l'autre ; on soumettait ensuite la plaque à l'action de l'iode. Trois mesures, une au centre, deux sur les côtés (méthode de Wiener) (2), lui permettaient alors de connaître l'épaisseur totale et les épaisseurs relatives δ_1 et δ_2 des deux substances dans la stratification.

L'indice ordinaire n_0 était mesuré directement par une méthode d'interférence ; l'indice extraordinaire n_e était déduit de la différence de phase entre les rayons ayant traversé la lame sous une incidence oblique et connue, différence mesurée au moyen d'un compensateur en mica à faible différence de marche (la lame était collée au baume entre deux prismes de verre identiques, pour éliminer la lumière plusieurs fois réfléchie) ; on employait de la lumière filtrée, de longueur d'onde moyenne 637 $\mu\mu$, 556 $\mu\mu$ et 460 $\mu\mu$.

L'indice n_1 de AgI avait été déduit des courbes de dispersion de Sholl (3) ; l'indice n_2 de CuI a dû être déterminé directement ; pour les diverses longueurs d'onde, il croît constamment de 2,145 ($\lambda = 660$) à 2,42 ($\lambda = 450$).

Les plaques employées portaient respectivement :

50	couches d'AgI de	$42^{\mu\mu},50$	50	de CuI de	$15^{\mu\mu},88$
35	—	30 ,29	35	—	30 ,70
40	—	17 ,35	40	—	37 ,93

Les valeurs trouvées pour les indices n_0 et n_e étaient comparées indices calculés par les formules de Wiener :

$$n_0^2 = n_1^2\delta_1 + n_2^2\delta_2;$$
$$\frac{1}{n_e^2} = \frac{\delta_1}{n_1^2} + \frac{\delta_2}{n_2^2}.$$

(2) *Wied. Ann.*, XXXI, p. 635 ; 1887.
(3) *Wied. Ann.*, LXVIII, p. 169 ; 1899.

L'accord est satisfaisant : les différences sont en moyenne de 3 à 4 0/0, les erreurs d'expérience pouvant atteindre 6 0/0 environ.

Incidemment l'auteur signale le fait qu'il a pu, contrairement à l'indication de M. Houllevigue [1], transformer par la vapeur d'iode des couches de cuivre et d'argent d'une épaisseur très inférieure à 50 $\mu\mu$.

P. LUGOL.

MAX WIEN. — Über Telephonplatten mit hohen Eigentöne (Sur les plaques de téléphone à sons propres élevés). — P. 1049-1053.

Wiersch a préconisé, pour la transmission nette de la parole, l'emploi de plaques à sons propres élevés [2].

Deux petits téléphones dont les plaques avaient pour sons propres 12.000 et 20.000 vibrations, installés sur une transmission téléphonique, ont donné une reproduction très nette, mais avec une intensité si faible qu'ils seraient pratiquement inutilisables.

Pour un téléphone tenu contre l'oreille, l'intensité d'un son quelconque, à égalité d'amplitude de la plaque, serait proportionnelle à $\frac{1}{(n^2-p^2)^2}$, où n et p représentent les fréquences du son à transmettre et du premier son propre de la plaque (en ne tenant compte que de celui-ci, et négligeant l'amortissement). On comprend alors que les plaques ordinaires, dont le premier son propre est voisin de 700, affaiblissent beaucoup moins les sons de hauteur moyenne (entre 500 et 5.000) que les plaques de Wiersch, où p est au moins 7.000 ; que ces sons soient inégalement transmis par les premières, suivant qu'ils sont plus ou moins voisins de la fréquence p, tandis qu'ils sont transmis très également par les secondes ; et qu'enfin les sifflantes et les autres consonnes, dont les sons caractéristiques sont très élevés, soient altérées par les plaques ordinaires, tandis que celles de Wiersch les renforcent. Pour les usages courants, les plaques de Wiersch ne semblent pas devoir convenir à cause de l'énorme affaiblissement des sons graves et moyens ; leur emploi devrait être limité à des cas spéciaux où une reproduction parfaite est néces-

(1) BOLTZMANN, *Zeitschrift*, p. 62 ; 1904.
(2) *Ann. d. Phys.*, XVII, p. 999 ; 1905 ; — et ce vol., p. 275.

saire, et où il est possible de transmettre de forts courants téléphoniques.

On peut d'ailleurs améliorer l'audition avec un téléphone quelconque en le tenant à quelques centimètres de l'oreille, car on augmente ainsi l'intensité des sons élevés, et on diminue l'influence perturbatrice des sons propres de la plaque ; en effet, pour une plaque de rayon R, dont le milieu vibre avec l'amplitude a, l'intensité, c'est-à-dire l'énergie transmise par unité de surface à une distance ρ, est représentée par

$$6,6 \times 10^{-7} \frac{R^4}{\rho^2} a^2 n^4 \text{ ergs } (^1),$$

tandis que tout contre l'oreille l'intensité serait indépendante de n à égalité d'amplitude.

P. Lugol.

E. GEHRCKE. — Über eine Interferenzerscheinung am Stufengitter (Sur un phénomène d'interférence présenté par les réseaux à échelons). — P. 1074-1076.

Il s'agit de franges que l'on aperçoit, en même temps que les franges ordinaires, quand la fente de collimateur est suffisamment longue ; elles sont très floues ; quand on fait tourner le réseau autour d'un axe parallèle à la longueur des échelons, elles se déplacent dans une seule direction, jusqu'à une position déterminée, et reviennent ensuite sur elles-mêmes quand on continue à tourner. La distance des franges est maximum quand elles sont sur le point de rétrograder ; la direction de la lumière incidente coïncide alors avec la normale à la lame. Les franges sont incurvées, mais non circulaires ; quand elles apparaissent, les franges ordinaires, parallèles à la fente du collimateur, se déforment et prennent l'aspect de colonnes torses. L'auteur a pu reproduire les mêmes phénomènes et les photographier (planche hors texte), en employant une lunette réglée pour l'infini, une fente de 20 millimètres de long et 2 millimètres de large pratiquée dans une lame de laiton, et dont une moitié est recouverte (du côté des rayons incidents) par une lame de verre de 5 millimètres d'épaisseur.

(1) Max Wien, *Pflügers Arch.*, XCVII, p. 46 ; 1903.

Ces franges n'ont pas encore été décrites, et leur théorie reste à faire.

P. Lugol.

T. XIX, n° 1 ; 1906.

L. JANICKI. — Feinere Zerlegung der Spektrallinien von Quecksilber, Kadmium, Natrium, Zinc, Thallium und Wasserstoff (Décomposition plus complète des raies spectrales du mercure, du cadmium, du sodium, du zinc, du thallium et de l'hydrogène). — P. 36-79. Une planche hors texte. — (Diss. inaug. de Halle.)

Un spectroscope dont l'oculaire est enlevé projette de la lumière sensiblement homogène sur la fente d'un collimateur placé en avant d'un réseau à échelons de Michelson ; l'appareil est disposé de manière que l'on puisse projeter à volonté une région quelconque du spectre étudié. On peut, soit observer dans une lunette horizontale, soit photographier l'image donnée par son objectif.

Il est facile de recevoir normalement la lumière sur le réseau ; en effet, quand on le fait tourner autour d'un axe vertical, on constate un changement de sens dans le mouvement des franges d'interférence au moment où la lumière incidente est normale. Si alors on observe dans la lunette, on voit : ou bien une raie brillante, encadrée par d'autres images de diffraction d'intensité décroissante ; ou bien deux raies brillantes d'égale intensité (toujours accompagnées de raies plus faibles) et qui sont deux images d'ordre différent de la même ligne ; ou bien deux raies brillantes d'intensités inégales. On passe de l'une de ces apparences aux deux autres par une légère modification dans l'orientation du réseau. La seconde est la plus favorable à l'observation, d'abord parce qu'il est nécessaire de connaître la distance des deux images (fonction connue des constantes du réseau) pour déterminer la place des composantes, et ensuite parce qu'on peut ainsi compter plus facilement les composantes de la raie observée.

Sur les photographies, les mesures ont été prises à la machine à diviser.

Mercure. — On a observé les spectres produits au moyen de l'arc au mercure, des étincelles dans l'air, des décharges dans des tubes de Geissler (forme ordinaire, formes d'Eder et Valenta, de Hamy).

Cadmium. — Lampe de Michelson.

Sodium. — L'attaque du verre, en raison de la température élevée

et de la décharge, en introduit dans le tube à cadmium à électrodes extérieures.

Zinc. — Tube à électrodes extérieures, vers 460°.

Thallium. — Tube de Hamy, à 450-460°.

Conclusions. — 1° Toutes les lignes fortes du mercure, sauf $\lambda = 4916$, sont extrêmement complexes. Chacune des *raies* se décompose dans le réseau à échelons en un spectre de lignes assez riche. Une partie seulement des lignes du cadmium se sont montrées complexes. Les raies D et les raies du zinc se sont montrées simples. La raie rouge de l'hydrogène est double.

2° On n'a jamais observé de changements dans la longueur d'onde des satellites; par contre, on en a observé dans l'intensité relative des composantes. Ce résultat est d'autant plus digne d'attention que ces changements pourraient faire croire à des déplacements de raies, avec des instruments à pouvoir résolutif insuffisant.

3° On doit admettre qu'on n'a pas eu de « fausses images » dans ces expériences; il y a pour cela des raisons sérieuses, bien que les mesures ne soient pas très concordantes avec celles d'autres auteurs. Dans toutes les parties du spectre, le réseau a montré comme simples diverses raies intenses, tandis que O. Lummer et E. Gehrcke n'en ont pas trouvé avec leur spectroscope à lame de verre; la structure des raies jaunes voisines $\lambda = 5790$, $\lambda = 5769$ (mercure); $\lambda = 5896$, $\lambda = 5890$ (sodium), et $\lambda = 5876$ (hélium), est totalement différente; enfin, les résultats pour la raie jaune de l'hélium sont tout à fait d'accord avec ceux de Runge et Paschen, qui opéraient avec un grand réseau de Rowland.

4° Plus est grand le pouvoir résolutif d'un spectroscope, plus il est facile d'observer quelques renversements spontanés, qu'il est quelquefois à peine possible de caractériser comme tels.

Le mémoire contient de très nombreuses mesures et des comparaisons avec les résultats publiés antérieurement.

P. Lugol.

T. XIX, n° 2 ; 1906.

A. WINKELMANN. — Zur Demonstration der Abbeschen Theorie des Mikroskopes (Démonstration de la théorie du microscope d'Abbe). — P. 416-420.

Abbe a montré que l'image vue dans un microscope dépend de la figure de diffraction qui l'accompagne. Si l'on masque une partie de

cette dernière, l'image change, de manière que sa structure corresponde toujours à la structure d'un objet dont la figure de diffraction complète est semblable à celle qui fait apparaître l'image.

Expérience de cours : Une première lentille rend parallèle la lumière de l'arc, qui traverse ensuite une seconde lentille de 45 centimètres de foyer ; à 15 centimètres en avant de son foyer F, on dispose un réseau quadrillé appliqué contre un petit écran circulaire, et dont une lentille achromatique à court foyer projette une image très agrandie sur un écran éloigné. La figure de diffraction complète comprend un cercle central et quatre files de spectres orientées parallèlement aux deux séries de traits et à 45° ; après avoir mis soigneusement au point, on coupe le faisceau, un peu en avant de F, par une fente étroite qui ne laisse subsister qu'une file de spectres et le cercle central ; on voit alors sur l'écran des traits perpendiculaires à la file conservée.

On réussit bien avec un réseau à fils de $0^{mm},12$ de diamètre, distants de $0^{mm},21$, dont la grandeur totale mesure $10^{mm} \times 10$.

On peut encore viser dans une lunette un grossier réseau quadrillé, placé à une distance E, en plaçant contre l'objectif une fente dont la largeur maxima est donnée par

$$L = \frac{\lambda}{\delta} E,$$

où λ représente la longueur d'onde et δ la constante du réseau.

P. Lugol.

T. XIX, n° 1 ; 1906.

E. WARBURG. — Über die Zersetzung des Kohlendioxyds durch die Spitzenentladung, von T. Noda (Décomposition de l'anhydride carbonique par la décharge des pointes. Expériences de T. Noda).

La propagation de gaz dissocié a été déterminée par l'augmentation de pression, à l'aide d'un manomètre différentiel.

Quand la pointe sert de cathode, le nombre de coulombs nécessaire pour décomposer une molécule d'anhydride carbonique est plus grand au début (50 premières minutes) que dans l'intervalle de temps suivant (50-100 minutes) : il augmente de nouveau ensuite (de 100 à 200 minutes) ; ceci indique que le courant provoque une recombinaison notable des éléments dissociés.

En moyenne, il faut 5.220 coulombs pour décomposer une molécule CO^2 au lieu de 193.080 exigés par l'électrolyse. Il est donc impossible que la décomposition par la décharge soit un phénomène électrolytique.

La différence de potentiel entre les électrodes croît au début de la décomposition, sans doute à cause de la formation d'oxygène et d'ozone : cet accroissement rapide d'abord devient de plus en plus lent.

Une très faible partie de l'énergie électrique, 1,1 0/0 environ, est employée à la destruction de l'anhydride carbonique. Il faut supposer que la décomposition se produit seulement dans la partie lumineuse de la décharge.

Si la pointe est anode, le nombre de coulombs est un peu plus petit; mais le phénomène a la même allure générale.

La décomposition d'une molécule exige une quantité d'électricité plus grande quand la pression du gaz est plus faible.

M. Lamotte.

M. PAETZOLD. — Strahlungsmessungen an Resonatoren im Gebiete kurzer elektrischer Wellen (Mesures du rayonnement des résonateurs dans le cas des ondes électriques courtes). — P. 116-137.

Un résonateur qui reçoit des ondes électriques en émet à son tour : l'auteur s'est proposé d'étudier le cas d'un résonateur seul et d'un système de résonateurs assez voisins l'un de l'autre pour s'influencer mutuellement.

En construisant, à l'aide d'un élément thermoélectrique de Klemenčič, la courbe de résonance d'un excitateur de Blondlot, on remarque qu'il se produit, outre le maximum principal, un maximum accessoire, qu'il est impossible d'éliminer. Les courbes obtenues en disposant le résonateur parallèlement au plan de l'excitateur, dans différents azimuts, s'écartent notablement l'une de l'autre.

Pour ces diverses raisons, les expériences définitives ont été effectuées avec un excitateur rectiligne.

Les ondes traversent un système de résonateurs formé par des fils de cuivre rectilignes, de même longueur et de même diamètre, tendus sur plusieurs rangées dans un cadre en bois, à intervalles égaux. Derrière ce réseau est placé le résonateur servant aux mesures. On détermine à l'aide de l'élément thermoélectrique la fraction de

l'énergie totale qui est absorbée dans le réseau, pour diverses valeurs de la longueur d'onde (l'excitateur et le résonateur de mesure sont accordés).

Au lieu de trouver, comme on aurait pu s'y attendre, un maximum d'absorption quand la longueur d'onde est égale à celle des éléments du réseau, on observe une augmentation d'intensité : dans quelques cas, l'intensité est alors plus grande que si le réseau n'existait pas. Cette dernière circonstance fait supposer qu'il se produit un rayonnement secondaire des résonateurs.

Les mesures effectuées avec un réseau plan (contenant une seule rangée de résonateurs en profondeur) ont fourni des résultats analogues, en contradiction avec ceux d'Aschkinass et de Garbasso.

Contrairement aux idées de Garbasso, la longueur des éléments du réseau correspondant au maximum varie avec la longueur d'onde de l'excitateur. Il n'est pas indifférent non plus de faire varier la longueur des éléments en donnant à ce résonateur de mesure une longueur fixe *l*, ou de faire varier la longueur du résonateur de mesure en donnant à celle des éléments la même valeur fixe *l*. Dans le premier cas, la position du maximum est à peu près invariable; dans le second cas, elle est différente pour chaque réseau.

Ces phénomènes s'expliquent par l'influence mutuelle des éléments du réseau. Leur période n'est pas altérée quand ils sont à des distances l'un de l'autre égales ou supérieures à leurs demi-longueurs d'onde. Quand on les rapproche davantage, on observe un affaissement du maximum, mais sans déplacement.

M. Lamotte.

A. WEHNELT. — Ein elektrisches Ventilrohr
(Tube à gaz raréfié formant soupape électrique). — P. 138-157.

La cathode de ces tubes est formée de matière réfractaire (platine, charbon de cornue, tantale) recouverte d'un oxyde métallique. Quand cette cathode est maintenue incandescente, la différence de potentiel nécessaire pour faire passer le courant à travers le tube s'abaisse à 18 ou 20 volts. Mais, si on renverse le sens du courant de façon que l'électrode froide soit la cathode, la différence de potentiel devient beaucoup plus grande, car la chute de potentiel normale à la cathode est déjà de 300 volts et peut atteindre plusieurs milliers de volts quand la raréfaction est grande.

Par suite, si on relie ce tube à une source de courants alternatifs quelconque, il ne laissera passer qu'une phase du courant, celle pour laquelle l'électrode incandescente est cathode.

Si on emploie une source de courant continu, la différence de potentiel entre les deux électrodes reste invariable, égale à 19 volts environ, quand l'intensité croît de 0,1 à 20 ampères. Mais l'anode s'échauffe énormément.

Le tube arrête complètement l'une des phases d'un courant alternatif, ce qui permet de déterminer l'intensité moyenne de l'autre phase.

En intercalant une telle soupape dans le circuit contenant une bobine, un interrupteur électrolytique et une source de courants alternatifs, l'interrupteur fonctionne aussi régulièrement que si le courant était continu.

Un tube à trois anodes reliées en étoile aux trois conducteurs d'un système triphasé, et dont la cathode est reliée au point neutre, transforme les courants en courants pulsants. En intercalant une lampe à arc entre la cathode et le point neutre, on obtient un arc qui ne se distingue pas à première vue d'un arc continu.

Enfin le tube-soupape garde ses propriétés vis-à-vis des courants de haute fréquence (courants de Tesla ou oscillations hertziennes).

M. LAMOTTE.

TH.-T. BLACK. — Über den Widerstand von Spulen für schnelle elektrische Schwingungen (Résistance des bobines pour les oscillations électriques rapides). — P. 157-169.

On fait passer les mêmes courants oscillatoires dans une bobine et dans un fil rectiligne de même diamètre que celui de la bobine. Soit l la longueur du fil rectiligne, l_s celle du fil de la bobine. Si Q_s et Q sont les quantités de chaleur dégagées dans les deux :

$$\frac{Q_s}{Q} = \frac{\int_0^{mT} r_s l_s i^2 dt}{\int_0^{mT} r l i^2 dt} = \frac{r_s l_s}{rl}.$$

Ces quantités de chaleur sont mesurées à l'aide d'une sorte de

thermomètre de Riess, qu'on étalonne ensuite à l'aide d'un courant continu.

La résistance par unité de longueur de fil enroulé en bobine r_s est jusqu'à deux fois plus grande que la résistance r du fil rectiligne.

Lorsque la fréquence n, le diamètre r et la résistance spécifique σ du fil sont assez grands pour que

$$k = r \cdot \pi \sqrt{\frac{n \cdot \sigma}{2}}$$

soit égal au moins à 6, le rapport $r_s : r$ varie peu avec la fréquence et avec le diamètre de la bobine.

Pour une même valeur du pas, il est d'autant plus grand que le diamètre du fil est plus grand; toutes choses égales d'ailleurs, il est d'autant plus grand que le pas est plus petit.

Le rapport $r_s : r$ croît avec le rapport de la longueur de la bobine à son diamètre, mais la variation est très faible quand la longueur est devenue 6 à 10 fois le diamètre.

Dans l'ensemble, les résultats confirment les conclusions de la théorie de Sommerfeld.

Lorsque les bobines sont très plates (5 ou 6 spires de 30 centimètres de diamètre) et qu'on laisse constants la fréquence et le diamètre des spires, le rapport $r_s : r$ augmente :

1° Avec le nombre des spires, la grosseur du fil et le pas restant les mêmes;

2° Avec le diamètre du fil, le pas étant invariable;

3° Quand le pas diminue, la grosseur du fil restant la même.

M. Lamotte.

G. GRUNER. — Beitrag zu der Theorie der radioaktiven Umwandlung (Contribution à la théorie de la transformation radioactive). — P. 169-181.

L'auteur propose une théorie mathématique des transformations des substances radioactives à l'aide de quelques hypothèses. Il admet que chacune de ces transformations s'opère suivant une loi exponentielle simple, à exposant constant, et que l'intensité de l'effet radioactif est proportionnelle à la vitesse de dissociation des atomes à l'instant considéré.

Il ne croit pas que la transformation du radium B en radium C se fasse sans rayonnement d'électrons, comme l'admet Rutherford.

M. Lamotte.

C. FISCHER. — Methode zur getrennten Untersuchung der Schwingungen gekoppelter Oszillatoren (Méthode pour l'étude séparée des oscillations des excitateurs couplés). — P. 182-191.

Si le degré de liaison des deux circuits est faible et les périodes des deux vibrations peu différentes, on a en désignant par i_1 et i_2 les intensités dans les deux circuits :

$$i_1 = A_1 e^{-\delta t} \sin(\pi m t) + B_1 e^{-\gamma t} \sin(\pi n t);$$
$$i_2 = A_2 e^{-\delta t} \sin(\pi m t) + B_2 e^{-\gamma t} \sin(\pi n t).$$

L'induction magnétique dans l'espace environnant sera de la forme :

$$(a_1 A_1 + a_2 A_2) e^{-\delta t} \sin(\pi m t) + (a_1 B_1 + a_2 B_2) e^{-\gamma t} \sin(\pi n t).$$

Avec une forme appropriée du circuit comprenant des condensateurs, il existe une région où

$$a_1 A_1 + a_2 A_2 = 0$$

et une région où

$$a_1 B_1 + a_2 B_2 = 0.$$

Si on construit la courbe de résonance de Bjerknes avec un résonateur placé dans la première région, cette courbe sera la même que si la vibration de fréquence n existait seule, et on pourra déduire de cette courbe la fréquence et le décrément propres à cette vibration. De même par la vibration de fréquence m dans la seconde région.

On reconnaîtra ces régions par cette circonstance que la courbe de résonance ne présente qu'un maximum.

M. Lamotte.

Max Toepler. — Über Funkenspannungen (Différences de potentiel explosives). P. 191-210.

Quand le dispositif est entièrement symétrique, ainsi que la répartition des potentiels, la décharge peut commencer à l'anode ou à la cathode, suivant des circonstances fortuites. Il s'ensuit que la diffé-

rence de potentiel explosive peut prendre des valeurs très variables et que des expériences fort nombreuses sont nécessaires si on veut obtenir des chiffres moyens auxquels on puisse attribuer une signification.

Pour apprécier l'irrégularité de l'étincelle, on met en dérivation, sur l'exploseur principal, un autre exploseur F, dont l'écartement est maintenu fixe. On fait varier l'écartement *f* du premier et on détermine la distance *f* pour laquelle on peut attendre que 50 0/0 des étincelles passent en *f*.

Tant que le rapport de la distance explosive *f* au diamètre *d* des électrodes est inférieur à 6, la distance explosive dépend beaucoup de la grandeur des électrodes, et l'incertitude (différence entre les distances donnant à 30 et 70 0/0 des étincelles) est faible : la différence de potentiel explosive est égale à la différence de potentiel initiale.

Si $f : d$ est compris entre 6 et 25, l'incertitude est très grande.

Enfin, pour des électrodes très petites ($f : d > 25$), l'incertitude redevient faible ; la distance explosive dépend peu de la grandeur des électrodes : la différence de potentiel de l'étincelle est égale à celle de l'aigrette positive.

L'incertitude observée dans le cas où $f : d$ est compris entre 6 et 25 tient à ce que la décharge peut commencer à l'anode ou à la cathode. Si on munit l'anode d'une pointe courte, l'incertitude devient faible et la différence de potentiel indépendante de la grandeur des électrodes. Si la pointe est sur la cathode, l'incertitude est grande et la différence de potentiel varie avec les dimensions des électrodes.

M. Lamotte.

K.-E.-F. SCHMIDT. — Bemerkungen zu der Notiz des Hrn. B. Walter : Über das Nachleuchten der Luft bei Blitzchlägen (Remarques sur la note de M. Walter : Sur la luminescence résiduelle de l'air dans les éclairs). — P. 215-216.

L'auteur critique l'explication de M. Walter et maintient celle qu'il a proposée : la phosphorescence de l'air.

M. Lamotte.

T. XIX, n° 2 ; 1906.

J. POLLAK. — Potentialmessungen im Quecksilberlichtbogen (Mesures de potentiel dans l'arc au mercure). — P. 217-249.

Les mesures de potentiel ont été effectuées à l'aide d'une sonde mobile, portée par une tige de verre se déplaçant dans un tube barométrique.

La différence de potentiel, dans l'intérieur de l'arc proprement dit, est proportionnelle à la distance, en d'autres termes le gradient est constant dans cette région. Mais, au voisinage des électrodes, il varie rapidement. Dans la région cathodique obscure, il décroît jusqu'au voisinage de zéro, de même dans la région obscure très courte qui est au contact de l'anode, et il acquiert sa plus grande valeur au voisinage immédiat des électrodes.

La caractéristique $e = f(i)$ de l'arc présente, comme on le sait, une forme en V : la branche gauche correspond à un régime instable, celle de droite à un régime stable. C'est l'anode qui est la cause de cette instabilité, provoquée sans doute par le dégagement de gaz qui s'y produit.

Quand on allume l'arc à l'aide d'un arc auxiliaire, les vapeurs de mercure ionisées se répandent peu à peu dans tout le tube, d'autant plus vite que la perte de chaleur par rayonnement est plus faible. Lorsque ces vapeurs ont atteint l'anode, le phénomène entre dans une nouvelle phase : une décharge stratifiée ; en même temps l'intensité augmente de 10^{-5} à 10^{-3} ampère. Si on diminue la résistance extérieure jusqu'à la valeur appropriée au régime de l'arc, cette intensité croît rapidement en même temps que la longueur des stratifications. Quand l'extrémité de ces stratifications atteint la cathode, il se produit un deuxième saut d'intensité, et l'arc prend son régime normal.

Plus les stratifications sont rapprochées de l'anode, plus est grande la différence de potentiel entre leurs extrémités. L'intensité et la différence de potentiel totale subissent des oscillations régulières, de quelques centièmes de leur valeur.

Si on fait croître l'intensité en diminuant la résistance extérieure, la décharge se transforme en arc, avant que cet arc puisse subsister de lui-même (c'est-à-dire après la suppression de l'arc auxiliaire).

M. Lamotte.

G. VAN DIJK. — Das elektrochemische Aequivalent des Silbers (Equivalent électrochimique de l'argent). — P. 249-288.

L'argent se dissout en minime quantité dans les eaux de lavage ; mais la correction à faire de ce chef est insignifiante en pratique.

Quand le dépôt s'est effectué sur une surface d'argent qui a été chauffée à 500°, le dépôt renferme une quantité appréciable de dissolution ; mais, dans les conditions où on opère d'ordinaire, le dépôt ne retient pas trace de l'électrolyte.

Les différences de forme du voltamètre (anode entourée d'un vase poreux ou de papier à filtre, ou librement suspendue eu-dessus d'une capsule de verre) peuvent provoquer aussi quelques dix-millièmes d'écart dans le poids du dépôt.

Ce dernier n'est pas modifié d'une manière appréciable quand on ajoute un peu d'acide azotique à l'azotate d'argent ; mais il devient un peu plus grand par l'addition d'oxyde d'argent ou d'acétate d'argent ; cet accroissement est dû sans doute à la formation d'ions complexes.

Les différences de poids constatées entre les dépôts effectués sur une cathode de platine et sur une cathode d'argent électrolytique proviennent probablement de ce que la surface d'argent est irrégulière et favorise ainsi l'inclusion de l'électrolyte.

D'après l'auteur, la valeur la plus probable de l'équivalent électrochimique de l'argent serait :

$$a = 0{,}011180 \text{ C. G. S.}$$

(grammes par décampère).

M. LAMOTTE.

J. HERWEG. — Beiträge zur Kenntniss der Ionisation durch Röntgen und Kathodenstrahlen (Contribution à l'étude de l'ionisation par les rayons cathodiques et les rayons de Röntgen). — P. 333-370.

Une élévation de température de 400° n'a pas d'influence sur l'ionisation de l'air par les rayons de Röntgen, abstraction faite de l'influence due au changement de densité.

En faisant agir en même temps les rayons de Röntgen et un fil incandescent, on constate que les ionisations s'additionnent simple-

ment : la présence du fil incandescent ne modifie donc pas l'action des rayons.

Les rayons cathodiques et les rayons de Röntgen provoquent une diminution du potentiel de décharge, au moins quand la décharge se fait dans l'air raréfié, sous forme de lueurs.

La grandeur de cette diminution est d'autant plus grande que le volume compris entre les électrodes et la pression de l'air est plus grand.

On fait passer un faisceau de rayons de Röntgen entre deux électrodes, mais à des distances inégales de ces deux électrodes. L'intensité du courant non autonome ainsi obtenue est 3 ou 4 fois plus petite quand c'est l'anode qui est la plus voisine du faisceau.

Ce résultat s'accorde avec la formule de J.-J. Thomson, quand on suppose la vitesse des particules négatives très grande vis-à-vis de celles des particules positives.

On peut expliquer de la même manière l'action d'un champ magnétique : l'intensité est diminuée quand c'est la cathode qui est la plus voisine du faisceau, parce que les particules négatives sont déviées.

Le calcul montre que les particules négatives doivent avoir pour trajectoires dans le champ magnétique des cycloïdes, et l'expérience confirme cette conclusion.

M. Lamotte.

H. DIESSELHORST. — Zu Maxwells Methode der absoluten Messung von Kapazitäten (A propos de la méthode de Maxwell pour la mesure des capacités en valeur absolue). — P. 382-395.

L'auteur établit une formule qui permet de tenir compte : 1° de la résistance des fils reliant le condensateur au réseau de Wheatstone; 2° des capacités de self-inductions parasites; 3° de la durée de la charge et de la décharge du condensateur quand celles-ci ne sont pas complètes.

M. Lamotte.

T. XIX, n° 3; 1906.

W. KAUFMANN. — Über die Konstitution des Elektrons (Sur la constitution de l'électron). — P. 487-554.

J.-J. Thomson a établi par le calcul que la masse d'une charge électrique en mouvement doit être fonction de sa vitesse. Les varia-

tions ne peuvent être accessibles à l'expérience que si la vitesse est très grande. Cette condition se trouve réalisée dans les rayons β du radium.

L'auteur a enregistré par la photographie la déviation magnétique et la déviation électrostatique de ces rayons β dans un appareil très soigneusement étudié.

Les résultats de ces expériences sont en contradiction avec les théories de Lorentz et d'Einstein, mais s'expliquent également bien dans les théories d'Abraham et de Bucherer.

Lorentz admet que les dimensions de tous les corps, y compris les dimensions individuelles des molécules et des électrons, sont des fonctions déterminées de la vitesse.

Par exemple, si q est la vitesse du système, v celle de la lumière, toutes les dimensions parallèles à la direction du mouvement doivent être réduites dans le rapport :

$$1 : \sqrt{1 - \frac{q^2}{v^2}},$$

les dimensions perpendiculaires à cette direction n'étant pas modifiées. Il admet en outre que les forces moléculaires varient avec la vitesse suivant la même loi que les forces électrostatiques et les masses mécaniques, comme la masse électromagnétique de l'électron.

Mais la variation de longueur correspondant à un accroissement de vitesse est fonction de la vitesse absolue.

Einstein admet, comme postulat, que les phénomènes physiques observés dans un système solide sont indépendants du mouvement relatif par rapport à un autre système, quand l'observateur est entraîné dans ce mouvement.

Cette hypothèse conduit aux mêmes conséquences que celle de Lorentz, en ce qui concerne les phénomènes susceptibles d'être observés.

Abraham suppose que le champ de l'électron s'étend d'une part jusqu'à l'infini, d'autre part jusqu'à la surface d'une sphère de rayon constant. L'électron se comporte comme une sphère solide avec une charge électrique de densité uniforme, superficielle ou cubique, en supposant vérifiées les équations de Maxwell pour l'espace vide.

Bucherer admet que l'électron se déforme en gardant un volume invariable.

D'après les expériences de M. Kaufmann, il ne paraît pas possible actuellement de décider entre ces deux dernières théories, en mesurant la masse transversale des rayons β/

M. LAMOTTE.

W. SEITZ. — Die Wirkung eines unendlich langen Metallzylinders auf Hertzsche Wellen. I (Action d'un cylindre de métal infiniment long sur les ondes hertziennes). — P. 554-567.

L'auteur fait les corrections nécessitées par une erreur de signe qui se trouve dans son premier mémoire.

M. LAMOTTE.

P.-P. KOCH. — Beobachtungen über Electrizitätseirregung an Kristallen durch nicht homogene und homogene Deformation (Remarques sur l'électrisation des cristaux par des déformations homogènes et non homogènes). — P. 567-586.

L'électrisation est provoquée par un courant d'air chaud insufflé par un tube de verre effilé. Le courant est normal à la face ou, s'il s'agit d'une arête, normal à cette arête et symétrique par rapport aux deux faces adjacentes. La pointe du tube est platinée et reliée par un fil fin à la feuille d'un électromètre de Hankel; l'électrisation du cristal agit par influence sur la pointe.

L'échauffement produit des formations et des tensions locales. Si ces tensions sont dirigées suivant un axe de piézo-électricité nulle, elles ne provoquent aucune électrisation : si elles sont symétriques par rapport à cet axe, elles provoquent des électrisations égales et de signe contraire dont l'influence résultante est nulle. C'est ce qui arrive si le courant d'air est dirigé vers le centre d'une face d'un prisme de quartz. S'il est dirigé vers un autre point, la tension et l'électrisation deviennent plus grandes vers l'arête la plus voisine.

On détermine aisément les limites des plages de signe contraire, en constatant que le courant d'air chaud dirigé vers les points de ces contours ne fait pas apparaître d'électrisation : la forme de ces contours est en relation étroite avec celle des faces.

La présence des failles entraîne une déformation des plages entre la faille et l'arête voisine du prisme, l'électrisation est de signe contraire à celle des régions avoisinantes.

Si on soumet à une compression uniforme un cristal de tourmaline noyé dans l'huile de paraffine, la déviation de l'électromètre, quand on diminue la pression, est la résultante des trois phénomènes :

1° L'électrisation due à la décompression de la tourmaline ;

2° L'électrisation due au refroidissement de la tourmaline provoqué par cette décompression;

3° L'électrisation provenant de ce que l'huile de paraffine se refroidit par la détente plus que la tourmaline et que cette différence de température se fait sentir déjà au cours de la détente.

On peut séparer l'effet 1 et l'effet 3 en produisant la détente aussi rapidement que possible ; l'effet 2 n'est que quelques centièmes du premier et est sans influence sur le résultat.

Une variation de pression de 1 kilogramme par centimètre carré produit sur la tourmaline $1,86 \, . \, 10^{-2}$ unité électrostatique.

M. Lamotte.

E. KOHL. — Über die Bewegungsgleichungen und die elektromagnetische Energie der Elektronen. (Sur les équations du mouvement et l'énergie électromagnétique des électrons). — P. 578-613.

Étude mathématique prenant comme point de départ les équations de Lorentz et de Wiechert

M. Lamotte.

A. MIETHE. — Über die Färbung von Edelsteinen durch Radium (Coloration des pierres précieuses par le radium). — P. 633-639.

Parmi les pierres précieuses, certaines variétés de diamant, de corindon (saphir ou rubis), d'émeraude, de topaze, d'œils-de-chat, de tourmaline, de quartz se sont colorées ou ont changé de coloration sous l'action prolongée des rayons du radium. Dans plusieurs cas, les colorations acquises subsistaient et résistaient à l'action de la chaleur au rouge vif.

M. Lamotte.

E. WARBURG. — Bemerkung zu der Arbeit des Hrn. Delere über die Wärmeentwickelung bei zyklischer Magnetisierung von Eisenkernen (Remarque sur le travail de M. Delere sur le dégagement de chaleur dans les noyaux de fer décrivant un cycle d'aimantation). — P. 643-644.

M. Lamotte.

JOURNAL DE LA SOCIÉTÉ PHYSICO-CHIMIQUE RUSSE ;

T. XXXVII, n°s 8 et 9 ; 1905.

N. BOULGAKOFF. — Note à propos du mémoire de M. Weinberg intitulé : *Influence du milieu sur les actions mutuelles entre les courants et les aimants*. — P. 213-219.

Dans son mémoire, M. Weinberg recherche si la constante l de la formule de Laplace-Biot-Savart : $\left[l\frac{mids\sin(r,ds)}{r^2}\right]$, dépend ou non des propriétés du milieu.

L'auteur du présent article démontre qu'elle ne peut en dépendre sans contradiction avec le principe de la continuité du circuit magnétique.

N. HESEHUS. — Sensibilité du sélénium pour la lumière (6e article). P. 221-231.

L'auteur a établi et vérifié expérimentalement dans ses premières expériences la formule $i = a(b^m - 1)$, dans laquelle i représente l'intensité de la lumière qui agit sur le sélénium, m la variation relative de résistance de ce dernier, a et b deux constantes. Il a admis pour cela l'existence de la dissociation allotropique, et il a établi que les phénomènes résiduels du sélénium sont entièrement comparables à ceux de l'élasticité résiduelle.

MM. Pfund et Berndt ont mis l'existence de la dissociation allotropique hors de doute, et M. Ruhmer a fourni de nombreuses données expérimentales. L'auteur se borne donc à élucider quelques détails :

1. — Il résulte de la relation $i = a(b^m - 1)$ que le rapport $\frac{m_1}{m}$ des variations relatives de résistance produites par des éclairements i_1 et $i = \frac{i_1}{4}$ varie de 4 à 1 lorsque i croît depuis une valeur nulle jusqu'à une valeur infinie. Or les expériences de M. Ruhmer fournissent pour ce rapport la valeur 3,6 lorsque $i = 4$ lux et 1,2 lorsque i est compris entre 20000 et 80000 lux. L'expérience vérifie donc les conclusions théoriques.

2. — Les deux variétés de sélénium étudiées par M. Ruhmer, dure

et molle, peuvent être caractérisées par la valeur de m correspondant à 5 lux. Pour la variété dure, m est inférieure à l'unité, et pour la variété molle m est plus grande que 1. La formule $i = a(b^m - 1)$ se rapporte seulement à la deuxième variété ($a = 5$, $b = 2$).

3. — Les données numériques de M. Ruhmer relatives à la variation lente de résistance du sélénium éclairé sont assez bien représentées par la formule $\frac{dx}{dt} = k' (n - x)^{\frac{1}{2}}$, ou par suite $(n - x)^{\frac{1}{2}} = k(T - t)$, x désignant l'épaisseur de la couche de sélénium qui a subi la dissociation allotropique, et n la valeur limite de cette épaisseur au temps T. La valeur de x est proportionnelle à la variation relative de résistance électrique et peut servir à la représenter.

P. BORISSOFF. — Sur la phosphorescence de quelques composés organiques entre + 100° et — 190°. — P. 249-347.

L'auteur constate d'abord que la phosphorescence des composés organiques aux basses températures est un phénomène très fréquent. Il n'y a que peu de substances organiques qui ne luisent pas lorsqu'on les porte à la température de l'air liquide après les avoir exposées à la lumière de l'arc électrique. Les corps colorés sont de ce nombre, ils ne luisent pas ou tout au moins ne luisent que faiblement. Cependant les solutions de quelques corps colorés, comme la rosaniline, la fluorescéines, ont phosphorescentes, bien que la matière colorée prise à l'état solide ne le soit pas ou fort peu. D'ailleurs les dissolutions alcooliques ou aqueuses sont toujours plus lumineuses que les corps dissous eux-mêmes et la concentration n'a que peu d'influence. Au contraire, les acides organiques, l'albumine et quelques alcaloïdes se rangent parmi les corps les plus phosphorescents.

La phosphorescence des composés organiques peut s'observer à une température beaucoup plus élevée qu'on ne serait tenté de le croire.

Pour un grand nombre de corps, on peut l'observer à — 20°, et pour certains même à + 100°. Souvent la phosphorescence commence à se produire à une température inférieure de 50 à 150° à la température de fusion du corps.

La durée de la phosphorescence à la température de l'air liquide ne dépend pas de la durée de l'exposition des corps à la lumière, pourvu que cette durée ait dépassé une seconde. Par contre, lorsque

la température s'élève, la durée ainsi que l'intensité de la phosphorescence se trouvent diminuées.

L'auteur a cherché la nature de la fonction qui relie la durée de la phosphorescence à la température. Dans la plupart des cas cette fonction a été linéaire. Lorsqu'il n'en a pas été ainsi, la fonction a pu se représenter par une courbe ressemblant à une hyperbole qui aurait l'axe des températures pour axe transverse.

La lumière émise par phosphorescence est le plus souvent verte. Lorsque la température s'élève, la couleur se rapproche du blanc bleuâtre.

Dans un certain nombre de cas, l'auteur a constaté une distribution inégale de la lumière sur la surface du corps phosphorescent. La phosphorescence est plus accentuée au niveau des fissures produites par la solidification, surtout lorsque le corps est transparent. Lorsque le corps est liquide, là lumière est plus intense au fond du récipient qui le contient et au voisinage du ménisque.

L'auteur a aussi étudié la fluorescence. La teinte de la lumière produite par fluorescence est différente de celle de la lumière émise par phosphorescence, elle est le plus souvent bleue. Dans le spectre de la lumière envoyée par le corps fluorescent, ce sont les radiations de réfrangibilité moyenne, entre les raies D et F, qui prédominent et, dans le cas des corps étudiés par l'auteur (quelques dissolutions alcooliques), le maximum d'intensité se déplace vers le violet quand la température décroît.

Parfois les corps peuvent émettre de la lumière sans avoir subi d'illumination préalable. Ainsi il y en a qui deviennent lumineux sous l'influence d'un changement de température. Tels sont : l'acide formique, l'aldéhyde formique à 40 0/0, l'aldéhyde acétique, l'acétone, le phénol, l'acide tartrique, la cocaïne, etc. D'autres deviennent lumineux au moment de leur solidification : ce sont l'acide lactique, l'acétate méthylique, tartrique, les dissolutions aqueuses d'acide malique, de cocaïne, etc.

L'esculine et le platinocyanure de baryum, placés dans l'air liquide, conservent, sous forme latente, l'énergie qu'ils ont accumulée, mais ils la rendent quand la température s'élève.

P. Klein.

IL NUOVO CIMENTO;

Série 5, t. VIII; 2e semestre 1904.

A. NACCARI. — Sulla dispersione della elettricita da metalli diversi (Sur la dispersion électrique de différents métaux). — P. 28.

L'auteur mesure la diminution de potentiel, en un temps donné, de différents métaux placés dans un espace dont les parois étaient toujours les mêmes; à cause de la diverse radioactivité des conducteurs électrisés, la rapidité de la dispersion sera variable. Il calcule la quantité K définie par l'équation :

$$K = \frac{1}{t} \log \frac{V_0}{V_1};$$

V_0, potentiel initial; V_1, potentiel final; t, durée de l'expérience. Il a étudié différents métaux, pour des charges positives et négatives; il a étudié aussi l'influence des radiations solaires.

I. SCHINCAGLIA. — Un' opportuna disposizione sperimentale per esperienze di corso (Une disposition expérimentale commode pour expériences de cours). — P. 67.

Quand on n'a pas besoin d'une très grande émission de rayons X au tube focus, on peut l'exciter par une machine électrostatique; mais il est difficile d'avoir un fonctionnement très régulier du tube. L'auteur interpose dans le circuit un excitateur à étincelles, entre les boules duquel il met une flamme Bunsen obscure; soit par la raréfaction due à sa température, soit par les produits de sa combustion, cette flamme favorise le passage de la décharge; on peut ainsi faire avec régularité des expériences prolongées. La lumière ultra-violette ayant le même effet, il pourra être utile d'interposer deux excitateurs.

I. SCHINCAGLIA. — Fenomeni provocati da scintille elettriche su di altre, e perturbazioni prodotte da dielettrici solidi (Phénomènes provoqués par des étincelles électriques sur d'autres, et perturbations produites par les diélectriques solides). — P. 81.

L'auteur s'occupe des effets favorisant ou empêchant la décharge dus seulement aux radiations invisibles qui accompagnent la décharge dans l'air, puis il étudie les actions de ces rayons invisibles sur l'étincelle, quand on interpose entre les électrodes un diélectrique solide.

Il est conduit aux résultats suivants : l'action de ces rayons invisibles sur l'étincelle dépend surtout de la différence de courbure des électrodes entre lesquelles l'étincelle jaillit et varie avec le diélectrique interposé. L'action favorisant ou empêchant l'étincelle s'exerce toujours sur l'électrode négative, quand le diélectrique est l'air. Il n'y a pas de distance neutre ; l'action favorable est rencontrée dans les étincelles longues de 3 à 4 fois le diamètre des électrodes ; pour les distances comprises entre le rayon et le diamètre de l'électrode négative, cette action a présenté un maximum. L'interposition entre les électrodes d'un diélectrique solide (verre, ébonite) produit une action favorable sur l'électrode de moindre courbure, que ce soit l'anode ou la cathode. — On a donc des résultats assez différents de ceux que donnent les flammes ou l'arc voltaïque ; ce qui peut faire penser que d'autres agents accompagnent la décharge.

L. DE MARCHI. — Sulla teoria matematica della circolazione atmosferica (Sur a théorie mathématique de la circulation atmosphérique). — P. 96.

L'auteur étudie la question par le calcul; il donne un schéma de circulation qui correspond suffisamment à la réalité : au-dessus de l'alizé domine d'abord le vent du sud-est, qui tourne dans le contre-alizé du sud-ouest, les deux avec composantes descendantes. Le contre-alizé se prolonge sur la zone de calme. Dans les latitudes moyennes et élevées domine le vent du nord-ouest avec composante descendante. Celui-ci se prolonge jusqu'au pôle, s'il n'existe pas de zone de calme circumpolaire ; sinon, au-dessus de celui-ci recommence à dominer le vent du sud-est (au-dessus du vent du nord-ouest inférieur) avec composante ascendante.

A. POCHETTINO. — Sulla variazione del campo magnetico orizzontale terrestre coll' altezza sul livello del mare (Sur la variation de la composante horizontale du champ magnétique terrestre avec l'altitude au-dessus du niveau de la mer). — P. 111.

Les observations de Schmidt montrent que, quoique la partie essentielle de la force magnétique terrestre soit due à l'intérieur de la terre, environ $\frac{1}{40}$ de la valeur de cette force en est indépendant et est causé par les phénomènes électriques de l'atmosphère, par les courants reconnus aujourd'hui comme existant dans cette atmosphère. — La théorie de Gauss donne la variation de la composante horizontale du

champ terrestre avec l'altitude, en supposant qu'elle est due à l'intérieur de la terre; c'est une diminution de 0,0001 unité par 1.000 mètres d'élévation; or les nombres trouvés expérimentalement donnent une diminution plus grande que celle-là. L'auteur a choisi deux stations dans les Alpes, et il arrive à une diminution de 0,0005 unité.

R. ARNO. — Rivelatore di onde hertziane a campo Ferraris (Révélateur d'ondes hertziennes à champ de Ferraris). — P. 118.

M. Arno rappelle deux faits importants : l'expérience de Ferraris, c'est-à-dire la rotation d'un cylindre de fer dans un champ magnétique tournant, même quand le fer est sectionné pour empêcher les courants de Foucault, rotation due à l'hystérésis magnétique ; — puis la modification du cycle d'hystérésis, qui se produit toujours quand le corps magnétique est soumis à l'action des ondes hertziennes. Il a songé alors à soumettre un cylindre de fer sectionné à la fois à l'action d'un champ tournant de Ferraris (obtenu en superposant deux ou plusieurs champs magnétiques alternatifs de phases convenables) et à celle d'oscillations de haute fréquence. Toujours, le cylindre étant dévié dans le champ de Ferraris, on a, en faisant fonctionner l'oscillateur, une augmentation de la déviation, donc une augmentation de l'hystérésis. L'auteur a rendu son appareil très sensible, et il a trouvé toujours le même résultat, même pour des distances notables entre les antennes. On a donc ainsi un révélateur d'ondes hertziennes, qui peut être utile dans un laboratoire.

C. BONACINI. — Ricerche di radioattività (Recherches sur la radioactivité). — P. 125.

La courbe de noircissement d'une plaque photographique dépend de la longueur d'onde des radiations agissantes ; l'auteur se propose de comparer la courbe d'une même plaque pour les radiations invisibles des corps radioactifs, dont il désigne l'ensemble sous le nom de rayons R.

Il a trouvé que tous les corps frappés par les rayons R deviennent plus ou moins des agents photographiques, l'effet étant maximum pour le plomb, le platine et les substances fluorescentes pour les rayons R (platinocyanure de baryum, fluorure d'uranium et d'ammonium). Le renforcement est plus grand avec les rayons R qu'avec les rayons X. Il semble dû surtout aux rayons déviables β, car il devient très faible

avec une couche métallique épaisse, qui élimine en grande partie les rayons β. Les rayons R sont transformés en traversant les corps ; car la valeur relative du renforcement pour deux diffuseurs différents dépend de la nature des corps traversés par les rayons R. — On peut avoir une méthode pour renforcer les impressions photographiques dues aux rayons R : ainsi un réflecteur de plomb placé derrière la couche sensible pendant l'action des rayons R renforce cette action et protège la couche contre la diffusion des corps qui sont derrière cette couche.

A. POCHETTINO et A. SELLA. — Sulla conduttivita dell' aria atmosferica in recipienti chiusi (Sur la conductivité électrique de l'air atmosphérique dans des récipients clos). — P. 130.

Les auteurs font d'abord un résumé historique de la question et rappellent les diverses causes qui peuvent produire l'ionisation de l'air enfermé ; puis ils donnent les résultats de nombreuses expériences. La dispersion croît d'abord jusqu'à un maximum qui est atteint après un ou deux jours, puis revient à une valeur peu différente de la valeur initiale. Ceci s'explique facilement en admettant que l'air porte avec lui une émanation radioactive, qui active temporairement les parois du récipient en produisant une augmentation initiale d'ionisation qui va graduellement en disparaissant ; on peut encore admettre que l'action ionisante directe de l'émanation passe aussi par un maximum. Pour rendre compte des faits observés, il suffit de supposer des radiations pénétrant à travers les parois des récipients et des rayons émis directement par les parois, qui produisent l'ionisation stationnaire de l'air dans un récipient clos, la variation au début de cette ionisation dépendant de l'émanation contenue dans l'air introduit : il y aurait donc en tout trois causes d'ionisation.

E. SALVIONI. — Sui raggi N di Blondlot (Sur les rayons N de Blondlot). — P. 141.

L'auteur a fait un grand nombre d'expériences, mais il ne se sent pas en mesure de se prononcer : d'une part, l'insuccès des méthodes de comparaison, l'influence indiscutable des causes physiologiques et psychiques, l'échec dans les tentatives de démonstration objective le conduisent à attribuer le phénomène à une cause purement subjective ; d'autre part, les coïncidences répétées, le souvenir d'im-

pressions reçues avec une grande évidence l'induisent à admettre qu'aux phénomènes subjectifs se seraient superposés des phénomènes objectifs.

E. CASTELLI. — Ricerche sperimentali sugli armonici delle onde elettriche stazionarie (Recherches expérimentales sur les harmoniques des ondes électriques stationnaires). — P. 161.

En employant un explorateur micrométrique, l'auteur trouve que les vibrations d'un ordre supérieur au deuxième harmonique présentent un nœud de moins que ne l'indique la théorie ; ce fait rappelle les résultats de M. Mazzotto, qui a affirmé l'existence de vibrations secondaires caractérisées par un nœud en moins que les vibrations déjà connues. M. Castelli trouve que, dans ses expériences, le premier et le deuxième harmonique appartiennent à la vibration primaire, le troisième et le quatrième à la vibration secondaire. Ses valeurs numériques lui ont permis de faire une vérification de la formule de M. Salvioni. Il confirme aussi l'affirmation de M. Mazzotto, contredite par M. Lamotte, que les ondes révélées par sa méthode expérimentale, qui sont de la série secondaire, ne sont pas prévues par la formule fournie par le calcul pour les oscillations produites par l'appareil de Lecher. M. Lamotte trouve la formule toujours confirmée, parce qu'il n'étudie qu'un cas où la vibration secondaire ne se manifeste pas. Quant à l'existence du nœud latent, elle ne paraît pas pouvoir être mise en doute.

C. CARPINI. — Sulla variazione di resistenza del bismuto in un debole campo magnetico (Sur la variation de résistance du bismuth dans un faible champ magnétique). — P. 171.

La résistance des métaux est influencée par leur état magnétique; on n'a étudié sa variation que dans des champs magnétiques intenses. L'auteur se propose de prendre des champs faibles de 0 à 2000 unités. Il étudie d'abord le champ d'un courant continu : il trace une courbe en portant en abscisses la valeur H du champ et en ordonnées la quantité $\frac{\Delta W}{W}$, W étant la résistance du fil de bismuth placé dans le champ. La courbe est une hyperbole, de sorte que la loi de variation de la résistance du bismuth avec le champ magnétique est hyperbolique, et non parabolique comme on

l'avait dit. Il trouve de plus qu'il n'y a pas d'hystérésis, la résistance du fil suivant toujours la variation du champ. — Enfin il étudie de même la résistance du fil dans un champ alternatif.

T. LEVI-CIVITA. — Sopra un problema di elettrostatica, che interessa la costruzione dei cavi (Sur un problème d'électrostatique qui intéresse la construction des câbles). — P. 187.

Sur l'invitation de l'ingénieur Jona, l'auteur étudie par le calcul la rigidité diélectrique des câbles pour le transport de l'énergie à haute tension ; il n'expose que les termes de la question et ses premiers résultats, se réservant de publier un mémoire plus développé.

G. BELLUZZO. — Principi di termodinamica grafica (Principes de thermodynamique graphique). — Deux mémoires, p. 196 et p. 241.

L'auteur donne des représentations graphiques pour quelques questions de thermodynamique, comme l'étude graphique des gaz et de la vapeur d'eau.

C. CHISTONI. — Traccie di radioattivita indotta prodotta da una fulminazione (Traces de radioactivité induite produite par un coup de foudre). — P. 223.

L'auteur trouve que des briques, qui portaient des traces de fusion dues à un coup de foudre, amènent un rapprochement des feuilles d'un électroscope chargé, cette partie fondue étant d'ailleurs mauvaise conductrice de l'électricité. Les parties fondues ont donc en elles de la radioactivité induite de longue durée. On ne peut encore se faire une idée juste des effets de la foudre en les comparant à ceux qu'on peut obtenir dans un laboratoire.

A. FILIPPINI. — Sopra il fenomeno di Hertz (Sur le phénomène de Hertz). P. 264.

M. Filippini étudie par de nombreuses expériences l'action de la lumière ultra-violette sur l'étincelle, pour chercher dans quelles conditions l'étincelle offre la plus grande sensibilité et essayer de réaliser le phénomène inverse dans lequel la lumière devrait empêcher le passage de la décharge.

A. BERNINI. — Sull' influenza della temperatura nella conducibilita elettrica del litio (Sur l'influence de la température sur la conductibilité électrique du lithium). — P. 269.

L'auteur a été amené par sa détermination des constantes magnétiques de trois métaux alcalins [1] à reprendre la mesure de la conductibilité du lithium, ainsi que la détermination du coefficient de variation de cette conductibilité avec la température.

L. GIUGANINO. — Sopra il potenziale elettrodinamico (Sur le potentiel électrodynamique). — P. 278.

A. RIGHI. — Di alcuni fenomeni osservati nell' aria ionizzata da corpi radioattivi (De quelques phénomènes observés dans l'air ionisé par les corps radioactifs). — P. 282.

L'auteur, en employant d'abord une toute petite balance de torsion à fil de quartz, a constaté le fait suivant : en mettant le conducteur fixe (petite sphère métallique isolée) en communication permanente avec le pôle d'une pile et en approchant un corps radioactif, le conducteur mobile (fragment de miroir très léger), qui s'est chargé en touchant le conducteur fixe et est par suite repoussé, revient peu à peu à sa position d'équilibre, finit par être attiré, puis est repoussé de nouveau vivement, et ainsi de suite, de sorte qu'il a un mouvement périodique. — M. Righi emploie ensuite un électroscope à feuilles d'or convenablement modifié, qui donne un phénomène analogue. Il montre alors comment une explication superficielle du fait peut être inexacte, et il donne l'explication juste, basée sur les considérations suivantes : un gaz ionisé ne peut pas être assimilé à un conducteur ; ainsi dans certaines conditions l'intensité du courant qui traverse un gaz ionisé croît, au lieu de diminuer, quand on éloigne les électrodes ; cet éloignement augmente le nombre des ions, qui, par leurs mouvements, effectuent le transport de l'électricité.

Les phénomènes observés doivent aussi s'accomplir, mais très lentement, même en l'absence de corps radioactifs, à cause d'une légère ionisation naturelle de l'air.

---

(1) *J. de Phys.*, 4e sér., t. V, p. 366; 1905.

OCTOBRE 1906.

TABLE DES MATIÈRES

OCTOBRE 1906.

[illegible]

(Voir la suite à la page 3.)

[illegible] — Imprimerie [illegible]

[illegible]

Ce Recueil paraît chaque mois.

JOURNAL
DE PHYSIQUE
THÉORIQUE ET APPLIQUÉE,

FONDÉ

PAR J.-CH. D'ALMEIDA

ET PUBLIÉ PAR

MM. E. BOUTY, G. LIPPMANN, E. MASCART,
H. POINCARÉ,

ET

MM. B. BRUNHES, M. LAMOTTE, G. SAGNAC,
adjoints à la rédaction,

AVEC LA COLLABORATION

D'UN GRAND NOMBRE DE PROFESSEURS ET DE PHYSICIENS.

QUATRIÈME SÉRIE.

TOME V. — NOVEMBRE 1906.

[illegible]

PARIS,
AU BUREAU DU JOURNAL DE PHYSIQUE,
[illegible]

[illegible]

RECHERCHES SUR LA DIRECTION D'AIMANTATION DES ROCHES VOLCANIQUES[1];

Par M. BERNARD BRUNHES.

1. *Introduction. Historique.* — Nous avons, depuis 1901, poursuivi, M. David et moi, une série de recherches systématiques sur la direction d'aimantation des roches volcaniques en place.

Le fait même de l'aimantation de ces roches est connu depuis longtemps. L'intensité de cette aimantation et son degré de stabilité ont donné lieu à plusieurs travaux, notamment de Giuseppe Folgheraiter en Italie [2], de Abt [3] et de Pockels [4] en Allemagne. Abt a reconnu que la magnétite de Moravie a un magnétisme permanent considérable. Folgheraiter a établi une distinction entre les *pépérines*, ou roches formées de poussières agglomérées, et les basaltes ou andésites, provenant de véritables coulées de lave. Dans ces derniers cas, des baguettes taillées dans la roche et examinées au laboratoire n'ont perdu, au bout de quelques mois ou d'un an, qu'une très petite fraction $\left(\text{au plus } \frac{1}{20} \text{ ou } \frac{1}{15}\right)$ de leur aimantation primitive. Dans le cas des *pépérines*, l'aimantation rémanente est au contraire très faible par rapport à l'aimantation induite par le champ terrestre actuel. Folgheraiter, cherchant la raison chimique de ces différences, croit avoir démontré que la transformation du sesquioxyde de fer en magnétite, dans les sels de fer que contiennent les roches, rend l'aimantation plus stable. Ce sont ces remarques qui l'ont conduit à l'étude systématique de l'aimantation rémanente de la brique ; il a montré que l'argile ferrugineuse conserve, après la cuisson, la direction de l'aimantation du champ ma-

---

(1) Conférence faite le samedi 21 avril 1906, devant la Société française de Physique.

(2) Giuseppe FOLGHERAITER, *Origine del magnetismo nelle roccie vulcaniche del Lazio* (*Atti della Reale Accademia dei Lincei*, vol. III, 2e semestre 1894, série 5a, p. 53); — *Distribuzione del magnetismo nelle roccie vulcaniche del Lazio* (même volume, p. 117); — *Orientazione ed intensità del magnetismo permanente nelle roccie vulcaniche del Lazio* (même volume, p. 165) : — *L'induzione terrestre ed il magnetismo delle roccie vulcaniche* (*Atti della R. Accad. dei Lincei*, vol. IV, 1er sem. 1895, p. 203) ; — *L'azione chimica nella magnetizzazione delle roccie vulcaniche* (vol. IV, 2e semestre 1895, p. 78).

(3) ABT, *Ueber das magnetische Verhalten des Moraviczaer Magnetits* (*Wied. Ann.*, t. XLV, p. 80). — Cf. aussi t. LII, p. 749.

(4) POCKELS, *Ueber das magnetischen Verhalten einiger basaltischen Gesteine* (*Wied. Ann.*, t. LXIII, p. 195).

gnétique dans lequel on l'a cuite (1). On connaît les beaux travaux par lesquels il en a conclu à la variation de l'inclinaison magnétique depuis le VIIe siècle avant notre ère jusqu'à nos jours. Il a étudié des vases d'argile cuite, allant depuis la période de la céramique étrusque jusqu'à celle de l'industrie pompéienne, et a déduit de leur forme et de la distribution de l'aimantation à leur surface l'angle que devait faire avec la verticale la direction du champ terrestre à l'époque de leur cuisson.

Il a été ainsi amené à penser que les vases les plus anciens ont été fabriqués à une époque où l'inclinaison, dans l'Italie centrale, était en sens inverse de ce qu'elle est aujourd'hui, où le pôle Nord de l'aiguille aimantée se dirigeait vers le haut (2). C'est ce résultat surprenant qui n'a pas été admis en général par les physiciens qui s'occupent de magnétisme terrestre et qu'a contesté le physicien suédois Carlheim-Gyllenskjöld en particulier (3).

Certaines singularités du magnétisme terrestre dans les régions volcaniques ont donné lieu également à un certain nombre de travaux en Allemagne et en Italie. Filippo Keller, parcourant la Campagne romaine, y a reconnu un certain nombre de points isolés, « punti distinti », où l'aiguille aimantée devient folle et change brusquement de direction entre deux points très voisins. Ces points ont été étudiés par G. Folgheraiter (4) ; il les a attribués, pour la plupart des cas, à l'action de la foudre, qui, tombant sur une roche magnétique, a déterminé au voisinage du point de chute un champ magnétique intense créant une aimantation permanente.. Tœpler a étudié, en Allemagne, un grand nombre de ces points, et s'est préoccupé du sens de distribution du champ circulaire autour des points de chute ; si ce sens est connu, on en déduit immédiatement le sens dans lequel le courant

---

(1) Divers auteurs avaient bien remarqué que la brique peut être aimantée, légèrement d'ailleurs, mais d'une façon très stable ; Boyle, notamment, l'a indiqué au XVIIe siècle; mais Folgheraiter est le premier qui ait cuit de l'argile dans un champ magnétique donné, et vérifié que la direction du champ est celle de l'aimantation que conserve l'argile cuite.

(2) G. FOLGHERAITER, *J. de Phys.*, [3], VIII, 660. — On trouvera, à cet article du *Journal de Physique*, la bibliographie des communications aux *Lincei* de Folgheraiter sur *les propriétés de la brique* et sur *l'Inclinaison magnétique dans l'antiquité*.

(3) *Terrestrial Magnetism*, t. II, p. 117.

(4) G. FOLGHERAITER, *I punti distinti delle roccie magnetiche et le fulminazione* (*Frammenti concernenti la geofisica dei pressi di Roma*, n° 5).

a passé [1]; on a reconnu ainsi que, dans la grande majorité des cas, le courant électrique a passé de bas en haut, c'est-à-dire que de l'électricité négative a dû tomber du nuage sur le sol. Tœpler a même cherché à évaluer, par l'étude de l'aimantation des roches au voisinage des points frappés de la foudre, l'intensité du courant aimantant, et est arrivé à des valeurs de l'ordre de 10.000 ampères. Pockels a fondé sur ce principe un petit appareil ingénieux à installer sur un paratonnerre pour mesurer le courant de la foudre.

Un certain nombre d'observations de *points isolés* dans la chaîne des Puys ont confirmé pour nous les conclusions de Tœpler sur le sens dans lequel l'électricité est tombée. Mais des observations ultérieures dans le Cantal et le Velay nous ont amené à penser, avec Folgheraiter, que, si certains des « points distincts » s'expliquent très bien par des chutes de foudre, il y en a d'autres pour lesquels cette explication ne paraît pas du tout suffisante [2].

Nous aurons à revenir sur cette importante question, que je signalerai seulement ici pour montrer avec quelle prudence il faudra tirer des conclusions de quelques mesures isolées. Ces singularités sont une complication souvent très gênante dans l'étude de la direction normale ou vraie d'aimantation de la roche ; mais elles ne sont point la cause générale de l'aimantation rémanente de la roche.

Melloni a le premier, selon Folgheraiter, émis l'idée que les laves du Vésuve, en se refroidissant, ont dû prendre et garder la direction d'aimantation du champ terrestre dans lequel elles se solidifient, mais il n'a pas fait de mesures quantitatives [3]. Folgheraiter est porté à admettre cette hypothèse de Melloni, au moins pour les laves, et d'une façon générale pour les roches provenant de coulées

---

(1) Max Tœpler, *Ueber die Richtung der elektrischen Strömung in Blitzen* (*Meteorologische Zeitschrift*; année 1901, p. 481).

(2) Nous avons observé en un point sur le sommet du puy Mary un pôle Nord isolé qui, à l'intérieur d'un cercle de 40 centimètres de rayon ayant ce pôle pour centre, attire le pôle Sud de la boussole et repousse le pôle Nord, au point de donner à l'aiguille une direction absolument dirigée vers le centre. Dans tout cet espace, les lignes d'aimantation *sont rigoureusement rectilignes et divergentes d'un centre*. A un pôle Nord aussi bien défini correspond évidemment un pôle Sud équivalent en quantité, mais répandu à la surface ou diffus dans la profondeur de la roche. Mais on ne voit pas comment un pareil pôle aurait pu être produit par un courant électrique. Et cet exemple n'est pas unique.

(3) Folgheraiter, *Atti della R. Accad. dei Lincei*, sér. 5, vol. III, p. 204 (2e semestre 1894).

solidifiées; mais il pense qu'en général il faut attribuer un effet plus ou moins intense à l'action lente et prolongée de l'induction terrestre sur les roches déjà solidifiées et refroidies. Cette dernière action serait même prépondérante dans le cas des tufs et des roches formées de poussières agglomérées.

Pour avoir une idée de cette action, Folgheraiter s'est borné à chercher, non pas l'orientation réelle de l'aimantation dans une couche, mais seulement le *sens de la composante verticale de cette aimantation*. Il a opéré par deux procédés qui se contrôlent : il a taillé des échantillons de roches en forme de baguettes allongées verticales et a constaté que, dans tous les cas étudiés, le pôle Sud était en haut et le pôle Nord en bas. Il a examiné un certain nombre de bancs horizontaux de lave solidifiée sur plusieurs mètres d'épaisseur, coupés par des tranchées de route, et a cherché, en se plaçant loin de tout *point distinct*, ce qu'indiquait la boussole sur le sens de l'aimantation de la base supérieure et de la base inférieure; la base inférieure a toujours présenté une aimantation Nord, sans aucune exception; la base supérieure, une aimantation Sud avec une seule exception.

Mais, pas plus que personne jusqu'ici, il n'avait fait de mesure d'orientation de l'aimantation dans une coulée volcanique, et n'avait cherché jusqu'à quel point cette direction peut être constante et définie.

II. *La brique naturelle.* — C'est ce problème que nous avons abordé. Nous avons commencé par étudier la direction d'aimantation dans un type de roches assez rare et dont les propriétés magnétiques n'avaient jamais été signalées : il s'agit de la *brique naturelle*, de l'argile métamorphisée et cuite sur place par des coulées de lave qui l'ont recouverte [1].

Nous avons examiné plusieurs de ces gisements d'argiles métaphorphiques, d'abord près du village de Beaumont, où l'argile est sous la lave du volcan de Montjoli, et près du village de Boisséjour, où l'argile a été cuite par la lave du volcan de Gravenoire [2]; puis à

(1) BRUNHES et DAVID, *Sur la direction d'aimantation dans des couches d'argile transformées en brique par des coulées de lave* [C. R., t. CXXXIII, p. 155, 15 juillet 1901].

(2) Cette argile métamorphique nous fut signalée au cours d'une promenade par M. le professeur Glangeaud, qui a fait une monographie géologique detaillée du volcan de Gravenoire.

Royat, où se trouve une carrière étendue de brique naturelle reposant sur une coulée de lave antérieure et cuite par une coulée qui vient du petit puy de Dôme ; enfin, en différents points du département du Cantal, et notamment à Pontfarein (commune de Cezens), où une carrière de brique naturelle, mise au jour par une tranchée de route, suit la route sur plus de 100 mètres de long, au-dessous d'une couche de basalte des plateaux miocène [1].

La brique présente un intérêt exceptionnel, car, des nombreuses expériences de Folgheraiter sur les poteries et de ses observations sur des fragments de vases antiques, il résulte que l'aimantation rémanente de l'argile cuite présente une stabilité absolue. Si l'on a, dans les bancs d'argile naturelle, une direction d'aimantation bien définie et qui diffère de la direction du champ terrestre actuel, on est donc fondé à admettre que la direction d'aimantation est bien celle du champ terrestre à l'époque où la coulée volcanique a transformé en brique l'argile.

Or nous avons reconnu que, dans des bancs voisins, situés sous la même coulée, mais de couleur et d'allure différentes, parce que la composition de l'argile, et notamment sa teneur en fer, est différente, il arrive que l'intensité de l'aimantation rémanente varie dans de larges proportions (de 1 à 5 et plus), tandis que la *direction* reste le même, et cette direction, définie, est, en général, différente de la direction actuelle du champ terrestre.

Pour étudier cette direction, nous détachons du banc, et de la roche en général, des *échantillons cubiques orientés sur place*.

On commence par dresser, au niveau, une face horizontale supérieure. Sur cette face horizontale on place une petite boussole de déclinaison, et l'on trace sur la roche une flèche parallèle à la direction actuelle de l'aiguille de déclinaison, la pointe de la flèche étant dirigée vers le Nord magnétique. On découpera dans la face horizontale un carré, dont les côtés sont respectivement parallèles et perpendiculaires à la direction de cette flèche. Avant de détacher l'échantillon de la roche, on dresse une des faces verticales, par exemple la face Nord ou la face Sud, suivant la disposition de la carrière. On détache ensuite un bloc plus gros que l'échantillon à conserver, et on en achève la taille à l'atelier ou au laboratoire,

---

[1] Cette carrière nous a été indiquée par M. Vinay, ingénieur des Ponts et Chaussées à Saint-Flour.

en s'astreignant absolument à ne retoucher, dans aucun cas, la face horizontale supérieure où est tracée la flèche.

Parfois il n'est pas commode de tailler des faces verticales exactement perpendiculaires et parallèles au méridien magnétique actuel. On peut, soit tailler quatre faces verticales orientées NW.-SW., SE., NE., soit encore tailler quatre faces verticales satisfaisant simplement à la condition de découper un carré sur la face horizontale supérieure, la flèche ayant par rapport aux côtés de ce carré une orientation quelconque.

La détermination des trois composantes du moment magnétique suivant les trois arêtes rectangulaires du cube donne l'orientation du vecteur qui représente son aimantation par rapport à la verticale et au méridien magnétique actuel, c'est-à-dire l'inclinaison et la déclinaison de la roche en place.

La mesure des trois composantes du moment magnétique se fait en portant les échantillons cubiques (qui ont, suivant les cas, de 5 à 10 centimètres d'arête, généralement 8 à 9 centimètres) à côté d'un déclinomètre Mascart, dans la première position de Gauss, et observant la déviation par la méthode subjective. On place l'échantillon dans une position AB, puis à la même place dans la position BA, en échangeant les faces A et B. Cela donne la composante du moment magnétique suivant AB (*fig.* 1).

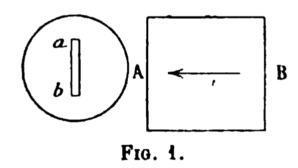


Fig. 1.

Pour chaque face de cube tournée vers le déclinomètre, il y a quatre positions possibles du cube : on lui donnera en général ces quatre positions successives, qui doivent donner la même déviation si le cube est disposé d'une façon bien symétrique par rapport au barreau du déclinomètre (le centre du cube sur une horizontale perpendiculaire au barreau en équilibre et passant par le centre du barreau) et s'il est formé d'une matière homogène, uniformément aimantée. Si un échantillon bien centré donne, entre les quatre lectures faites pour une même face tournée vers le barreau, des écarts trop grands, il est inutilisable. Si les écarts sont faibles, on prend une moyenne des quatre lectures.

La force démagnétisante est négligeable dans toutes ces mesures, et on en a une contre-épreuve dans ce fait que des échantillons voisins, taillés l'un N.-S. l'autre avec faces verticales à 45°, c'est-à-dire NE.-SW. et NW.-SE., donnent exactement la même direction de déclinaison dans la roche.

La méthode de fixation de l'orientation de la roche est sujette à une objection assez grave. La boussole de déclinaison peut être affectée par la roche elle-même et ne pas donner des directions parallèles en deux points, pourtant voisins, du même banc, au cas où l'intensité de l'aimantation de la roche serait très variable, ou bien où l'on serait inégalement éloigné d'un pôle. Ce procédé est appliqué toutefois à cause de sa rapidité et de sa commodité, et parce que, quand on prend les précautions nécessaires, il est suffisant, étant donné l'approximation à attendre de ces mesures. Toutefois il est à noter qu'en général les déclinaisons dans un même banc présentent entre elles des écarts plus notables que les inclinaisons, et, de plus, que, dans le cas où les échantillons ont été taillés par nous-mêmes ou tout au moins sous nos yeux, les écarts entre les orientations obtenues sont notablement moindres que lorsqu'il est arrivé de recevoir des échantillons taillés, d'ailleurs, suivant notre méthode et par des collaborateurs qui nous avaient vus opérer, mais qui ne se mettaient pas au même degré à l'abri des erreurs possibles.

Nous avons pu prendre plusieurs échantillons à quatre principales carrières de brique.

A. Carrière de la route de Boisséjour (coulée de Gravenoire).

Premier échantillon (13 mai 1901) :

Déclinaison = déclinaison actuelle + 42° W.,
Inclinaison = inclinaison » 56° ;

Deuxième échantillon :

$$\delta = \Delta + 36° \text{ W.},$$
$$I = 57° 30' ;$$

Troisième échantillon (n° 8, Soc. Phys., 1902) :

$$\delta = \Delta + 46° \text{ W.},$$
$$I = 63°.$$

B. Carrières de la route de Beaumont (coulée du volcan de Montjoli).

Il y a ici plusieurs carrières d'argile métamorphique sous la même coulée, notamment une carrière notée n° 5 et une n° 7 dans notre carnet d'observations.

Carrière n° 5. — Échantillon n° 2 (B. 9. de notre collection actuelle) :

$$\delta = \Delta + 7^\circ 30' \text{ Est},$$
$$I = 57^\circ 40' ;$$

Carrière n° 7. — Échantillon n° 1 :

$$\delta = \Delta + 9^\circ 30' \text{ Est},$$
$$I = 58^\circ 30' ;$$

Échantillon n° 3 :

$$\delta = \Delta + 2^\circ 10' \text{ Est},$$
$$I = 58^\circ 15' ;$$

Échantillon n° 4 :

$$\delta = \Delta + 8^\circ 35' \text{ Est},$$
$$I = 58^\circ 30' ;$$

Échantillon n° 5 :

$$\delta = \Delta + 6^\circ 30' \text{ Est},$$
$$I = 56^\circ 30'.$$

Tous ces échantillons ont été taillés par M. David lui-même. A part peut-être l'échantillon 3 pour la déclinaison, ils montrent une concordance excellente.

Les carrières n° 5 et n° 7 sont distantes de 30 mètres, et surtout elles ne sont pas formées de la même argile. Les échantillons de la carrière n° 7 sont beaucoup plus aimantés.

Nous allons donner pour deux échantillons, le numéro 2 et le numéro 5, par exemple, les valeurs des nombres lus directement au déclinomètre.

Échantillon (2), carrière n° 5 (cube de 9 centimètres d'arête):

$$HB = -5{,}9$$

(composante verticale du moment magnétique, dirigée vers le haut),

$$NS = +3{,}7,$$
$$EW = +0{,}5.$$

Nous comptons la composante verticale du moment magnétique HB positivement vers le haut, la composante horizontale N.-S. posi-

tivement vers le Nord, et la composante E.-W. positivement vers l'Est.

L'unité est la petite division de l'échelle divisée lue dans la lunette. Le dixième de petite division ne s'apprécie pas exactement : chacun de ces nombres résulte de la moyenne *de 4 lectures*.

On en tire :

$$\text{tang}(\delta - \Delta) = \frac{\text{EW}}{\text{NS}} = 7^\circ 30' \text{ (à 1/2 degré près)}$$

et

$$\cos \text{I} = \frac{\text{NS}}{\cos \delta \cdot \text{HB}} = 57^\circ 40'.$$

Voici maintenant les lectures dans l'échantillon (5), carrière (7) (échantillon de même dimension, mis à la même place) :

$$\begin{aligned} \text{HB} &= -22{,}7, \\ \text{NS} &= +14{,}9, \\ \text{EW} &= +1{,}75, \\ \text{tang}(\delta - \Delta) &= \frac{\text{EW}}{\text{NS}} = 6^\circ 30', \\ \cos \text{I} &= 56^\circ 30'. \end{aligned}$$

Un tel accord est, hâtons-nous de le déclarer, tout à fait fortuit. En effet, nous avons, pour l'échantillon n° 2, une composante E.-W. égale à 0,5. Ce nombre 0,5 est obtenu par une différence de lectures, différence du nombre de divisions lu dans la lunette lorsque c'est la face E. et lorsque c'est la face W. du cube qui sont en regard du déclinomètre. C'est la différence de deux nombres sur chacun desquels il n'est pas inadmissible de commettre une erreur de 0,25, ou 1/2 de petite division. En réalité, nous pouvons penser que l'aimantation E.-W. du numéro 2 est comprise entre 0 et + 1. Mais cet écart entre 0 et + 1 pour la composante E.-W. donnerait un écart pour la déclinaison entre 0° et 15°.

Il en sera de même toutes les fois qu'on aura des roches très peu aimantées. L'aimantation de cet échantillon a été trouvée d'environ 0,00045 C. G. S. Il faudra donc se garder de tirer des conséquences imprudentes de l'examen de deux ou trois cubes, et surtout de vouloir déduire, à quelques degrés près, la direction d'aimantation dans une roche de l'examen de quelques échantillons. Et, par contre, il ne faudra pas conclure de différences un peu grandes présentées entre les échantillons d'une carrière donnée à la non-existence d'une direc-

tion définie, bien que difficile à déterminer avec certitude, pour l'aimantation de la roche.

Ici nous avons rapproché précisément les échantillons n° 2 (carrière 5) et n° 5 (carrière 7) de la route de Beaumont. Le second présente une aimantation sensiblement quadruple de celle du premier. Et cependant la direction d'aimantation est remarquablement identique dans les deux.

Nous avons repris récemment, en 1906, l'examen de l'échantillon n° 2, et nous avons vérifié les résultats obtenus en 1901. Dans cet intervalle de temps, l'échantillon a été placé au laboratoire et a occupé des positions quelconques. Il n'a donc pas changé depuis cinq ans.

Les échantillons précédents sont tous taillés exactement N.-S. et E.-W., sauf l'échantillon n° 3 qui est taillé NE.-SW. et NW.-SE.

H. Carrière de Royat. Coulée du petit puy de Dôme. — Premier échantillon taillé en 1901 :

$$\delta = \Delta + 56°30' \text{ W.}, \quad I = 73°.$$

Échantillons taillés en 1903 (David):

N° 1 :

$$\delta = \Delta + 52°, \quad I = 70°30';$$

N° 2:

$$\delta = \Delta + 54°, \quad I = 73°:$$

N° 3 :

$$\delta = \Delta + 44°40', \quad I = 72°.$$

Échantillons taillés en 1905 : n° 1 (R. B. 1) :

$$\delta = \Delta + 57°, \quad I = 73°;$$

N° 2 (R. B. 2) :

$$\delta = \Delta + 44°, \quad I = 71°;$$

N° 3 (R. B. 3) :

$$\delta = \Delta + 58°30', \quad I = 79°.$$

Échantillons de 1906 :

N° 1 (R' 1) :

$$\delta = \Delta + 45°, \quad I = 76°;$$

N° 2 (R′ 2) :

$$\delta = \Delta + 35^\circ 30',$$
$$I = 73^\circ 30'.$$

On trouve ici des écarts très notables, surtout entre les diverses valeurs de la déclinaison. Les échantillons de 1905 et 1906 n'ont pas été taillés par nous-mêmes, et, en outre, il faut observer que l'aimantation est en général très faible, et la grandeur des composantes horizontales mal déterminée.

Si nous trouvons que, malgré tout, dans ces échantillons qui sont d'aspect, de couleur et de gisement différents (quoique toujours sous la même coulée), comme c'est le cas pour Royat, existe une composante horizontale dirigée vers l'Ouest magnétique, du même ordre de grandeur que la composante dirigée vers le Nord magnétique ; si, dans des briques de la carrière taillées à 45° du méridien, nous trouvons que la composante NE.-SW. est, pratiquement, nulle, la composante horizontale perpendiculaire étant notable, nous serons en droit de conclure que la déclinaison occidentale révélée par la brique est supérieure d'environ 45° à la déclinaison actuelle, sans toutefois que nous soyons scandalisés s'il arrive de trouver, pour cet angle, des valeurs variant de 40° à 60°.

D. Carrière de Pontfarein, commune de Cezens (Cantal). — Il s'agit ici d'une carrière d'argile grasse, qui est restée assez molle à la cuisson, et qui est extrêmement friable ; les échantillons ont dû être conservés dans des boîtes cubiques en bois.

Cetté carrière a été mise à jour par la construction d'un chemin vicinal : elle s'étend sur 100 mètres de long, sous une couche de 4 à 5 mètres d'épaisseur de basalte miocène, dit des *plateaux*, à 1.050 mètres d'altitude moyenne.

Le premier échantillon (orienté N.-S.), examiné, a donné les résultats suivants :

$$HB = +7{,}0,$$
$$NS = -2{,}0,$$
$$EW = -0{,}2;$$

d'où l'on conclut :

$$\delta = \Delta + 174^\circ \text{ W.},$$
$$I = -74^\circ.$$

Deuxième échantillon :

$$HB = +3{,}5,$$
$$NS = -0{,}5,$$
$$EW = -0{,}5;$$

ce qui donnerait :

$$\delta = \Delta + 135^\circ \text{ W.},$$
$$I = -78^\circ.$$

Troisième échantillon (morceau γ) :

$$HB = +5{,}5,$$
$$NS = -1{,}5,$$
$$EW = -1{,}5,$$
$$\delta = \Delta + 135^\circ \text{ W.},$$
$$I = -69^\circ.$$

Les mêmes remarques que nous avons faites pour la brique de Royat s'appliquent ici, et la détermination exacte de la déclinaison notamment est très difficile, vu la faiblesse de l'aimantation horizontale. Plusieurs autres échantillons donnent des résultats compris entre ces valeurs extrêmes.

Mais ce qui ressort de ces nombres, c'est d'abord que le pôle Nord est, dans ces échantillons, tourné vers le Sud ; c'est surtout que ce pôle Nord est ici en haut au lieu d'être en bas. L'inclinaison est négative.

Donc, si la direction d'aimantation de l'argile métamorphisée nous donne la direction du champ terrestre à l'époque de la coulée, nous savons qu'en un moment de l'époque miocène, aux environs de Saint-Flour, le pôle Nord était dirigé vers le haut ; c'est le pôle Sud de la terre qui était le plus voisin de la France centrale.

Cette conclusion me semble s'imposer. En effet il n'est pas possible d'admettre un retournement sens dessus dessous de cette longue couche horizontale d'argile métamorphique, sans quoi la lave qui l'a cuite serait trouvée au-dessous et non au-dessus [1]. Cette lave, comme nous allons voir, a la même direction d'aimantation que l'argile qu'elle recouvre.

De nombreux échantillons, échelonnés sur une longueur de 100 mètres, donnent constamment ce même résultat, ce qui exclut absolument l'hypothèse d'un pôle purement local. Si certaines roches ont une force coercitive assez faible — ce qui ne paraît nullement être le cas de la brique — pour que, comme l'indique Folgheraiter, l'action prolongée du champ terrestre leur ait communiqué à froid une certaine aimantation qui ait pu altérer l'aimantation primitive, cette action de

[1] Les premiers échantillons ont été taillés sur place par moi-même.

la terre depuis plusieurs siècles n'aurait pu agir que pour transformer des roches ayant leur pôle Nord en haut en roches ayant leur pôle Nord en bas, et nullement pour opérer la transformation inverse. Il nous semble donc que la conséquence que nous en avons tirée sur l'inclinaison négative dans la France centrale, à un moment de l'époque miocène, a désormais en sa faveur un argument très solide, quelque paradoxale qu'elle ait paru aux physiciens occupés de magnétisme terrestre, habitués à regarder l'équateur magnétique comme une ligne sinueuse qui ne s'est jamais écartée en aucun point de plus d'une vingtaine de degrés de l'équateur géographique.

M. Carlheim Gyllenskjöld notamment, qui a entre les mains un échantillon de notre brique de Pontfarein, s'est rallié à notre manière de voir.

Ajoutons que, lors de nos premières recherches en 1901, il nous est arrivé de rencontrer, sur la route de Boisséjour, une toute petite carrière d'argile métamorphique, paraissant cuite par une coulée distincte de celle qui a donné la carrière n° 1, et dont nous n'avions pu extraire que deux échantillons, l'argile étant extrêmement friable et très peu étendue. Aussi notre cahier d'observations n'indique les nombres relevés qu'à titre de renseignement, avec la mention « pas de contrôle possible ». Or ces deux échantillons, d'ailleurs assez peu concordants entre eux, présentent le pôle Nord en haut.

III. *Identité des directions d'aimantation dans la brique naturelle et dans la lave supérieure.* — La comparaison de la direction d'aimantation dans des échantillons cubiques pris dans la couche de brique naturelle et dans la lave supérieure présente un intérêt particulier.

Pour la brique, nous avons lieu de penser que la direction d'aimantation représente celle du champ magnétique terrestre au lieu et à l'époque de la cuisson.

Si la direction d'aimantation est la même dans la couche de basalte qui a cuit l'argile, ce sera une vérification expérimentale précieuse de l'hypothèse suivant laquelle c'est en se refroidissant et se solidifiant que la lave s'est aimantée, pour ne plus se modifier une fois refroidie.

Nous avons particulièrement examiné la carrière de Royat, et prélevé des échantillons cubiques, de composition et de texture variées, dans la coulée de basalte qui a cuit l'argile; cette coulée a

été un véritable fleuve charriant des scories, des cendres, ayant constitué des roches diverses, qui ont donné des résultats assez concordants.

Voici les résultats de l'examen de quatre échantillons de lave pris en divers endroits de la coulée par M. David en 1903 [1]:

N° 1 :

$$\delta = 52^\circ 30' + \Delta,$$
$$I = 69^\circ;$$

N° 2 :

$$\delta = 40^\circ 20' + \Delta,$$
$$I = 68^\circ;$$

N° 3 :

$$\delta = 50^\circ,$$
$$I = 68^\circ 30';$$

N° 4 :

$$\delta = 42^\circ 20',$$
$$I = 68^\circ 50'.$$

Voici des échantillons récemment taillés en 1904 et examinés de même :

R'_2 : $\delta = \Delta + 45^\circ 30'$, $I = 77^\circ 30'$;

R'_3 : $\delta = \Delta + 34^\circ 30'$ W., $I = 71^\circ$;

R'_4 : $\delta = \Delta + 49^\circ$ W. $I = 72^\circ$.

La déclinaison est supérieure à la déclinaison actuelle de 40° à 50° (dans un cas, un peu moins). L'inclinaison est voisine de 70° (dans un cas, un peu plus).

L'argile avait, dans l'ensemble, la même direction d'aimantation. La lave est, en général, plus aimantée que l'argile.

Nous avons en tous les cas, ici, une contre-épreuve caractéristique. Dans une cave très voisine de la carrière de briques, on atteint la partie inférieure de la couche d'argile, et l'on reconnaît qu'elle repose elle-même sur une coulée de basalte. Cette coulée est évidemment antérieure à l'autre; entre les deux s'est écoulée la période nécessaire pour le dépôt de la couche d'argile. Or un échantillon cubique découpé dans ce basalte nous a donné une direction d'aimantation très différente des échantillons de la lave supérieure, une déclinaison de

(1) *C. R.*, t. CXXXVII, p. 975; 7 décembre 1903.

1° à l'Ouest de la déclinaison actuelle et une inclinaison de 59° 40'. Il nous semble que ce seul fait suffirait pour affirmer que cette première coulée n'est pas contemporaine de l'autre, et que cette autre est contemporaine de la cuisson de l'argile.

A Pontfarein, nous n'avons pu avoir que deux échantillons cubiques de basalte; si l'on songe que cette coulée est dans un pays perdu, à 20 kilomètres de Saint-Flour, et que les burins se brisent contre ce basalte très dur, que les échantillons eux-mêmes éclatent sous l'outil, on ne sera pas surpris de ce maigre résultat. Les deux échantillons, examinés, ont présenté leur pôle Nord en haut. Voici les résultats fournis par l'un d'eux (1) :

$$HB = +19, \quad NS = -4{,}1, \quad EW = -2{,}0;$$

ce qui donne:

$$\delta = \Delta + 154^\circ \text{ W.}, \quad I = -76^\circ.$$

Au degré de précision des mesures, nous avons là la même direction que dans les argiles cuites de Pontfarein (2).

IV. *Applications. — Explication d'anomalies du champ terrestre actuel.* — Il est clair que l'on peut fonder sur l'étude de la direction d'aimantation des roches en place une méthode d'appréciation des concordances ou des discordances entre diverses couches géologiques. Mais il serait prématuré d'aller plus loin, et de parler, en l'état actuel de la question, de tentatives de chronologie géologique.

Quelques problèmes géologiques mieux définis paraissent susceptibles de trouver dans ces études magnétiques les éléments de leur solution.

C'est ainsi que la domite du puy de Dôme présente, en divers points de la montagne, les directions d'aimantation les plus variées,

(1) L'autre échantillon avait une aimantation verticale du même ordre que l'autre et une aimantation horizontale énorme, surtout dans la direction E.-W. (environ 20 fois l'aimantation verticale). Il s'agissait d'un bloc voisin d'*un point distinct*. Nous avons voulu étudier la distribution de l'aimantation à l'intérieur et nous avons tenté de le faire débiter, à la taillerie de Royat, en 27 petits cubes. Il s'est brisé en mille débris sous la scie.

(2) Cet échantillon a été pris en un point situé à 15 mètres environ de distance horizontale de l'échantillon d'argile n° 1 pris à Pontfarein, et à 3 mètres de distance verticale.

depuis des aimantations presque horizontales jusqu'à une aimantation presque verticale. Il est probable que le mécanisme de la formation de cette montagne est le même que M. Lacroix a vu et décrit dans son bel ouvrage sur la montagne Pelée; une aiguille centrale, surgissant sous la poussée intérieure, s'élève progressivement, et se sépare en morceaux qui tombent à droite et à gauche chaque fois que la hauteur est devenue suffisante pour rendre la colonne instable.

La distinction entre l'aiguille centrale et les morceaux qui en sont de simples éclats paraît rendue possible par l'étude de la direction d'aimantation en divers points.

L'aimantation de la domite en place doit satisfaire à la condition d'expliquer, par le magnétisme de la masse de la montagne, la perturbation du champ terrestre qui a été précédemment étudiée par nous (1).

Considérons, dans une première approximation, la montagne comme formée d'un cône d'axe vertical terminé par une calotte sphérique tangente au cône suivant le parallèle de 45°. Une aimantation de la masse, dans une direction verticale de haut en bas, produira une perturbation du champ horizontal au voisinage du sommet, qui sera suffisamment représentée par un vecteur centripète atteignant son intensité maximum sur le parallèle de 45°. Or c'est bien la distribution à laquelle nos études antérieures nous ont conduits. Nous trouvons le maximum de déclinaison à l'Est, le minimum à l'Ouest, le maximum de composante horizontale au Nord, et le minimum au Sud, sensiblement sur le parallèle de raccordement de la calotte terminale et du cône à arêtes à 45°, et nos mesures fixant à $0^{\text{gauss}},015$ la valeur maximum de la composante horizontale de ce vecteur perturbateur.

Or, si nous considérons un hémisphère reposant par son grand cercle sur un plan horizontal et aimanté dans le sens vertical, nous trouvons : 1° que le maximum du champ horizontal dû à l'aimantation est bien sur le parallèle de 45° ; 2° qu'il a pour intensité $2\pi Z$, Z étant l'intensité d'aimantation verticale. De plus — et c'est là une contre-épreuve intéressante — la composante verticale sur le sommet de l'hémisphère doit dépasser de $\frac{8}{3}\pi Z$ la valeur de la composante verticale en un point soustrait à l'influence de l'hémisphère aimanté.

(1) *J. de Phys.*, 4e série, t. II, p. 202 ; 1903.

Si $2\pi Z = 15$ milligauss, on en déduit $Z = 0{,}0024$ C. G. S. et $\frac{8}{3}\pi Z = 0{,}020$; c'est-à-dire que le champ vertical au sommet doit être d'environ $\frac{1}{20}$ supérieur au champ vertical terrestre dans nos régions, lequel est d'environ $0^{gauss},4$. Nous avons reconnu, en effet, dans une exploration préliminaire, que la composante verticale sur le sommet du puy de Dôme dépasse d'environ 5 0/0 la valeur de la composante verticale en bas.

Une aimantation générale de la montagne, de direction verticale (pôle Nord en bas) et d'intensité égale à 0,0024 C. G. S., expliquerait donc parfaitement, dans ses grandes lignes, l'anomalie que nous avons découverte et dont nous avons fait l'étude ([1]).

Or le résultat général de nos mesures d'aimantation sur des échantillons cubiques de domite du puy de Dôme est : 1° que l'intensité d'aimantation est d'environ 0,0027 C. G. S., et 2° que, dans les échantillons qui *paraissent* provenir de l'aiguille centrale, l'inclinaison est assez grande pour permettre de se borner, dans une première approximation, à l'effet de la composante verticale ([2]).

V. *Étude de M. David sur l'origine des dalles du temple de Mercure.* — En 1902, des fouilles archéologiques au sommet du puy de Dôme ayant mis au jour la découverte d'un mur romain en petit appareil, M. David reconnut que les moellons de basalte et de scories présentaient des aimantations de direction tout à fait variable de l'un à l'autre. Folgheraiter avait fait une constatation analogue pour des murs romains en briques. Donc, depuis deux mille ans,

([1]) Cette cause générale suffit très bien à expliquer l'ensemble de l'anomalie. Pour en expliquer les détails, il faudrait d'une part tenir compte du relief topographique exact, d'autre part faire appel à des causes secondaires. C'est ainsi que, le long de la voie nouvellement tracée pour le tramway, nous avons trouvé une anomalie restreinte, mais nettement délimitée, au N.-W. du puy de Dôme, au point de la route qui passe au-dessus du rebord du bourrelet qui limite l'un des anciens cratères du petit puy de Dôme. Il faudrait des légions de travailleurs pour mener à bonne fin l'étude magnétique de la région.

([2]) Les travaux du tramway du puy de Dôme, qui se sont poursuivis cet été, ont provoqué, depuis lors, de grandes tranchées où l'on a prélevé de nouveaux échantillons qui paraissent bien appartenir à l'aiguille centrale. Le résultat général que j'ai indiqué dans ma conférence, sur l'explication de l'anomalie magnétique du sommet, est confirmé par les mesures préliminaires qu'on a pu faire. Mais, en ce qui concerne la direction d'aimantation de l'aiguille centrale, il reste des mesures de comparaison à faire avant de publier des résultats définitifs.

l'action terrestre, s'exerçant de la même façon sur les moellons voisins, n'a pas réussi à uniformiser leur aimantation.

Mais la forme irrégulière des moellons, la difficulté de les orienter en place, rendaient les mesures très peu précises.

M. David porta alors son attention sur un dallage horizontal, très bien conservé, du temple de Mercure, qui se trouve au sommet du puy de Dôme, et date dés premiers siècles avant notre ère. Ces pierres sont en domite, mais non en domite du puy de Dôme, ainsi qu'on le verra. Elles forment de grands rectangles parfaitement homogènes de 1 mètre de large sur 1m,50 à 1m,80 de long (et 0m,40 de hauteur).

Il a reconnu (1) :

1° Que la direction d'aimantation en deux échantillons d'une même dalle est bien la même;

2° Que les déclinaisons de plusieurs dalles en place, juxtaposées, sont très variables de l'une à l'autre;

3° Que l'inclinaison est la même dans toutes les quatre, *au signe près*.

Voici ces mesures :

Dalle n° 1. — Premier échantillon :

Déclinaison......	144° E.
Inclinaison......	— 55°

Deuxième échantillon :

δ...........	143° E.
I...........	— 58°

Dalle n° 2. — Premier échantillon :

δ...........	86° E.
I...........	— 52°

Deuxième échantillon :

δ...........	85°.
I...........	— 54°

Dalle n° 3. — Premier échantillon :

δ...........	74° W.
I...........	+ 53°

(1) *Comptes Rendus*, t. CXXXVIII, p. 41 (4 janvier 1904).

Deuxième échantillon :

δ...........	71° W.
I...........	+ 53°

Dalle n° 4. — Premier échantillon :

δ...........	141° E.
I...........	— 56° 30′

On voit que l'on a des résultats plus concordants (pour l'inclinaison) que pour la brique de Royat ou de Pontfarein. Cela tient : 1° à ce que l'intensité d'aimantation est beaucoup plus forte (20 fois plus grande que celle de nos échantillons de brique de Pontfarein); 2° à ce que l'observateur a pu tailler à loisir, sur place, des pierres qui se prêtent admirablement à la taille.

Les différences de déclinaison, et le fait que deux dalles voisines peuvent avoir conservé des inclinaisons opposées, prouvent que l'action terrestre n'a pu modifier les aimantations depuis deux mille ans au moins que les dalles sont en place.

Ces dalles ont dû être taillées dans des bancs parallèles, très probablement horizontaux. La taille de rectangles dans ces bancs a pu donner des pierres orientées, en déclinaison, d'une façon quelconque, l'inclinaison restant la même pour toutes; mais, à la pose, l'une d'elles a été retournée sens dessus dessous; de là l'explication du changement de signe de l'inclinaison.

Ce résultat acquis, M. David a voulu l'appliquer à la recherche de l'origine de ces énormes blocs.

Des cubes taillés dans la domite même du Puy de Dôme donnent, on l'a vu, des résultats discordants sur le sommet, parce qu'il s'agit de blocs détachés, d'éboulis qui se sont séparés de l'aiguille centrale. Des cubes taillés dans ce qui paraît être cette aiguille centrale ont des inclinaisons supérieures à 70°. Ajoutons que la domite du puy de Dôme n'a pas la composition de celle des dalles du temple.

Au nord du puy de Dôme, à 4 kilomètres environ, est une montagne domitique, le puy de Clierzou, où se trouvent des grottes qui ont été jadis des carrières. On a, dans deux grottes différentes du Clierzou, taillé des échantillons cubiques, qui ont donné les résultats suivants :

Carrière n° 1 :

$$\delta = \Delta + 6^\circ 30' \text{ E.},$$
$$I = 54^\circ 30';$$

Carrière n° 2 :

$$\delta = \Delta + 6^\circ 15' \text{ E.},$$
$$I = 55^\circ 30'.$$

On retrouve donc dans les carrières de cette montagne la même inclinaison que dans les dalles du temple.

Toutefois une difficulté subsiste. L'intensité d'aimantation dans la domite du Clierzou est un peu inférieure à celle de la domite du temple.

Voici quelle paraît être l'explication la plus naturelle. La teneur en mica ou en amphibole, dont les cristaux sont englobés dans la pâte de la roche, varie visiblement d'un point à l'autre de la montagne, ainsi que le prouve un simple examen à l'œil nu. Il est naturel qu'il en soit de même de la magnétite, et qu'on trouve dans la même montagne des échantillons plus ou moins riches en magnétite, par suite plus ou moins aimantés, tout en conservant la même direction d'aimantation, comme nous l'avons reconnu nous-mêmes pour les couches de brique de Beaumont ou de Royat.

Le résultat obtenu ne dispense donc pas de la recherche exacte de la carrière où se trouvent des pierres identiques à celles des dalles du temple. Mais l'identité de l'inclinaison magnétique conduit à penser que les dalles viennent de quelque carrière du Clierzou ou d'une montagne voisine, exactement contemporaine, — et cela dans un cas où la simple étude chimique ou minéralogique des roches aurait fait apparaître des différences.

La connaissance exacte de la carrière où ont été prises les dalles du temple serait d'un grand intérêt archéologique, car elle pourrait permettre d'aborder avec des éléments nouveaux cet autre problème, encore sans solution : par quel chemin les Gallo-Romains accédaient-ils au sommet du puy de Dôme? Il serait curieux que l'on fût « mis sur la voie » par des études de magnétisme terrestre.

SUR LES INTERFÉRENCES PRODUITES PAR UN RÉSEAU LIMITANT UNE LAME MINCE;

Par M. Georges MESLIN.

CHAPITRE I.

Phénomène principal.

Lorsqu'on dispose un réseau R sur la surface convexe S d'une lentille à faible courbure, on peut apercevoir de larges anneaux [1] dont, à ma connaissance, la théorie n'a pas encore été faite.

Ces franges, qui s'observent dans un faisceau de lumière non limitée et qui semblent localisées dans le voisinage du réseau [2] dont nous supposerons d'abord les traits perpendiculaires au plan d'incidence, se distinguent nettement, et par plusieurs caractères, des anneaux de Newton correspondant à la lame mince comprise entre le réseau et la lentille:

1° Elles sont beaucoup plus larges et beaucoup plus espacées entre elles que ne le seraient ces anneaux, dont il est facile de calculer les dimensions, d'après la courbure de la surface convexe;

2° Elles sont visibles en lumière blanche, bien que la surface S et le plan R ne soient point au contact; elles sont encore observables alors que la distance de S à R est de plusieurs millimètres;

3° Elles sont très peu irisées, et on peut même en observer un grand nombre qui sont sensiblement achromatiques, auquel cas on a des anneaux blancs et sombres, périodiquement modifiés par des alternances colorées sur lesquelles je reviendrai dans le chapitre iv;

4° Le diamètre de ces cercles *diminue* lorsque l'incidence augmente, tandis que le diamètre des anneaux de Newton augmenterait dans les mêmes conditions; c'est ce que, pour abréger, j'appellerai anneaux à *variation anormale* par opposition aux anneaux ordinaires des lames minces qui seront dits à *variation normale*.

On peut d'ailleurs les observer en même temps que les anneaux

---

(1) Izarn, *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences*, t. CXVI, p. 572.

(2) S'il s'agit d'un faisceau provenant d'une fente étroite dont on forme l'image sur un écran, on obtiendra dans le spectre des cannelures dont la théorie est différente; enfin, si les deux surfaces S et R sont approximativement parallèles, on aura, en lumière illimitée, des franges non localisées.

de Newton en amenant le réseau au contact de la lentille ; on voit alors les franges circulaires, larges, estompées, blanches et sombres, et, dans la partie centrale, le système beaucoup plus étroit des anneaux irisés ordinaires provenant de la lame mince.

En substituant à la lentille d'autres surfaces de formes connues, il est facile de s'assurer que, comme les anneaux de Newton, ces franges dessinent les lignes d'égale épaisseur de la lame mince ainsi constituée au-dessous du réseau ; elles correspondent donc à un phénomène d'interférence où le retard est encore proportionnel à l'épaisseur de la lamelle, mais avec un coefficient de proportionnalité plus petit que celui qui intervient dans les anneaux de Newton et qui est égal à $2 \cos r$; de plus, le nouveau coefficient doit présenter par rapport à r une variation de sens contraire au précédent.

Cette triple condition permet de reconnaître la cause du phénomène et de l'attribuer à l'interférence des deux faisceaux qui, tout en ayant été, l'un et l'autre, réfléchis dans la lame mince, ont subi la diffraction par le réseau, l'un à son entrée dans la lamelle, l'autre à sa sortie de cette même lame mince ; ces deux rayons émergent parallèlement entre eux et peuvent interférer en présentant l'un par rapport à l'autre un retard correspondant aux conditions différentes dans lesquelles ils ont traversé la lamelle.

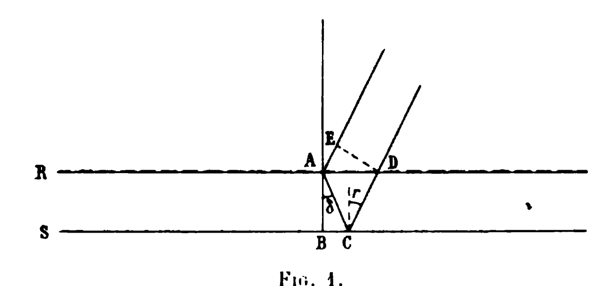


Fig. 1.

Considérons (*fig.* 1) d'abord des rayons tombant dans le voisinage de la normale et écartés par la diffraction d'un angle δ par rapport à leur direction régulière dans un plan perpendiculaire au trait du réseau ; prenons comme plan du tableau ce plan d'incidence où nous supposerons placé l'œil de l'observateur ; on aura l'équation classique :

$$\sin \delta = K . N . \lambda,$$

où

λ désigne la longueur d'onde;
N désigne le nombre de traits du réseau par unité de longueur;
K désigne l'ordre de diffraction.

Mais ici δ n'est autre que l'angle r que fait avec la normale la direction considérée dans la lamelle, et que, pour simplifier, nous continuerons à appeler *rayon*.

On a donc :

$$(1) \qquad \sin r = K . N . \lambda.$$

Le rayon ainsi diffracté par transmission et réfléchi vers la surface R a traversé une épaisseur $\frac{2e}{\cos r}$, tandis que le rayon pénétrant normalement et revenant sur lui-même pour être diffracté à sa sortie dans une même direction δ ou r, donnée par (1), a pris un retard $2AB + AE$ ou $2e + 2e \sin r \operatorname{tg} r$, ce qui fait en définitive un retard Δ égal à :

$$(2) \qquad 2e + 2e \sin r \operatorname{tg} r - \frac{2e}{\cos r} \quad \text{ou} \quad 2e - 2e \cos r.$$

$$\Delta = 2e(1 - \cos r).$$

Il varie proportionnellement à e, mais avec un coefficient $2(1 - \cos r)$, généralement bien plus faible que $2 \cos r$, si r est assez petit; il croît avec r et, comme r est déterminé par la relation (1), il augmente avec N, ce qui montre que les anneaux seront d'autant plus étroits et plus petits que l'on emploiera des réseaux à traits plus rapprochés : c'est en effet ce que l'expérience indique.

Ce n'est d'ailleurs là qu'une indication générale, car, si on avait affaire uniquement à des rayons tombant normalement, la variation de l'incidence r entraînerait nécessairement, à cause de la relation (1) qui doit toujours être satisfaite, la variation de λ, c'est-à-dire de la radiation qui, dans le faisceau de lumière blanche, est efficace pour manifester le phénomène : avec un faisceau très limité, on observe en effet des anneaux dont les différentes parties sont colorées suivant la région du fond spectral, sur lequel ils se projettent; mais, si on emploie un faisceau large, comme il a été indiqué, la variation de r est, en réalité, corrélative d'une variation d'incidence et le phénomène provient d'un rayon initial voisin de la direction normale; d'où la nécessité d'envisager la théorie plus générale correspondant à une incidence quelconque.

Considérons un rayon tombant sous une incidence i, et dévié encore par la diffraction d'une quantité δ (*fig.* 2) :

$$\sin i - \sin(i - \delta) = K.N.\lambda,$$

et, comme ici

$$\delta = i - r,$$

on a :

(3) $$\sin i - \sin r = K.N.\lambda.$$

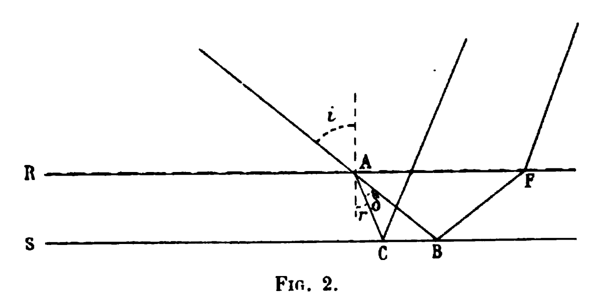


Fig. 2.

Quant au retard relatif des deux rayons en question, il est facile à évaluer en les comparant l'un et l'autre au rayon renvoyé sous un angle r par la surface du réseau ; on sait que les deux retards correspondants sont $2e \cos r$ et $2e \cos i$, ce qui donne :

$$\Delta = 2e(\cos r - \cos i)$$

On aura donc, suivant la parité de l'entier K′, des franges brillantes ou sombres lorsque l'équation

(4) $$2e(\cos r - \cos i) = K' \frac{\lambda}{2}$$

sera satisfaite.

Si l'on examine le phénomène sous une incidence déterminée r, les équations (3) et (4) font connaître i et e, c'est-à-dire la direction du faisceau efficace et l'épaisseur, ou encore la position correspondant à une frange donnée [1] ; cette position est en général une fonction de λ et l'élimination de i entre ces deux équations donnerait directement la relation qui détermine e. Cette quantité ne serait donc indépendante de λ que si le résultat de l'élimination fournissait une

[1] De même, pour un faisceau incident de direction déterminée i, ces deux équations feront connaître e et r, c'est-à-dire l'épaisseur ainsi que la direction dans laquelle le phénomène est observable.

équation où ne figurerait plus λ ; c'est ce qui se produit approximativement comme on va le voir.

De (3) on tire :

$$\sin i = \mathrm{KN}\lambda + \sin r;$$

en portant cette valeur dans (4) et en laissant subsister seulement $\sin r$, il vient :

$$2e\left[\sqrt{1 - \sin^2 r} - \sqrt{1 - (\mathrm{KN}\lambda + \sin r)^2}\right] = \mathrm{K}'\frac{\lambda}{2};$$

on a sensiblement, en négligeant les termes en λ^2,

$$2e = \frac{\mathrm{K}'\frac{\lambda}{2}}{\sqrt{1 - \sin^2 r} - \sqrt{1 - \sin^2 r - 2\mathrm{KN}\lambda \sin r}},$$

et en multipliant les deux termes du second membre par la quantité conjuguée du dénominateur :

$$2e = \frac{\mathrm{K}'\frac{\lambda}{2}\left[\sqrt{1 - \sin^2 r} + \sqrt{1 - \sin^2 r - 2\mathrm{KN}\lambda \sin r}\right]}{2\mathrm{K.N.}\lambda \sin r},$$

où λ est en facteur à la fois au numérateur et au dénominateur :

$$2e = \frac{\mathrm{K}'}{4.\mathrm{K}.\mathrm{N}.\sin r}\left[\sqrt{1 - \sin^2 r} + \sqrt{1 - \sin^2 r - 2\mathrm{KN}\lambda \sin r}\right],$$

qui met en évidence la faible influence de λ, dont la variation n'intervient pas pratiquement dans les termes principaux ; la position de la frange est donc presque indépendante de la couleur, et c'est ce qui explique l'achromatisme approximatif des anneaux dans les conditions indiquées.

Il se produit là quelque chose d'analogue à ce qui se passe dans les interférences des rayons diffractés (1) : une fente placée devant un réseau donne deux images virtuelles donnant naissance à des rayons qui interfèrent ; la distance des franges est proportionnelle à la longueur d'onde et inversement proportionnelle à l'écart des deux sources ; mais, comme cet écart varie lui-même en raison directe de

(1) *Sur les franges d'interférences achromatiques et l'expérience des réseaux parallèles* (*C. R.*, t. CXVII, p. 225, p. 339, p. 482 ; — *J. de Phys.*, 3e série, t. III, p. 337) ; 1894.

Sur la constitution des ondes de diffraction (*Ann. de Chim. et de Phys.*, 7e série, t. III, p. 362).

la longueur d'onde, la position des lignes d'interférences devient indépendante de cette grandeur, et on obtient des franges achromatiques.

D'ailleurs on peut s'en rendre compte par une autre méthode qui permet d'obtenir une équation susceptible de vérifications expérimentales : Au lieu d'éliminer i entre (3) et (4), on peut éliminer λ et conserver i dont la présence maintient dans l'équation finale l'influence de λ auquel il est relié par (3).

Cette élimination fournit en divisant (3) et (4) membre à membre

$$2e\,\frac{\cos r - \cos i}{\sin i - \sin r} = \frac{K'}{2KN},$$

$$2e = \frac{K'}{2KN}\,\frac{\sin i - \sin r}{\cos r - \cos i} = \frac{K'}{2KN}\,\text{cotg}\,\frac{i+r}{2}.$$

En passant d'une couleur à l'autre, i varie d'un angle très petit, surtout s'il s'agit de réseaux à traits peu serrés (25 ou 50 par millimètre) ; i et r sont d'ailleurs assez voisins l'un de l'autre, et la variation de $i + r$ est à peu près négligeable à côté de $i + r$.

Considérons le cas d'un réseau au $\frac{1}{25}$ examiné sous une incidence voisine de 45° ; on peut alors remplacer i et r par 45°, N par 25 et K par 1, car nous n'envisageons ici que les phénomènes produits par le premier ordre de diffraction ; en faisant en outre $K' = 2$, on calcule la variation d'épaisseur ε qui correspond à deux franges consécutives :

$$2\varepsilon = \frac{2}{2 \times 25} \qquad \varepsilon = 0^{mm},02.$$

C'est exactement la valeur que j'ai obtenue en utilisant le support de l'appareil de Fizeau, qui sert pour l'observation des anneaux de Newton à grande différence de marche ; le réseau était substitué à la lentille supérieure et la lentille était mise à la place du plan-type, de façon à pouvoir être abaissée graduellement de quantités connues pendant qu'on comptait les anneaux venant s'absorber au centre.

Par une transformation semblable, l'expression du retard s'écrira

$$\Delta = 2e(\cos r - \cos i) = 2e\,\frac{\cos r - \cos i}{\sin i - \sin r}\,(\sin i - \sin r)$$

$$= 2e\,\text{cotg}\,\frac{i+r}{2}\cdot K\,.\,N;$$

la distance de deux franges correspond à un accroissement du retard égal à λ, c'est-à-dire à une variation d'épaisseur ε donnée par la formule

$$\lambda = 2\varepsilon \operatorname{cotg} \frac{i+r}{2} \cdot K \, . \, N \, ;$$

en passant d'un réseau à un autre, on a donc sensiblement :

$$\varepsilon \, . \, N = C^{te},$$

ce qui prouve que les anneaux seront d'autant plus étroits et plus serrés qu'on emploiera des réseaux dont les traits seront plus nombreux par millimètre.

Étudions enfin l'influence de la variation de r pour calculer le changement de diamètre des anneaux lorsqu'on vient à faire varier la direction dans laquelle se fait l'observation. Pour fixer les idées, supposons que l'on envisage le rayon qui, en se diffractant, se soit rapproché de la normale (*fig.* 2) : alors r est plus petit que i, $\cos r - \cos i$ est positif, et l'observation est faite dans une direction moins éloignée de la normale que celle du rayon transmis et réfléchi régulièrement.

Si l'on vient à se rapprocher encore de la normale, r diminue, mais i varie en même temps pour que l'équation (3) soit toujours satisfaite, ce qui signifie que, dans le faisceau incident, les rayons efficaces sont fournis par une autre direction ; comme on a toujours

$$\sin i - \sin r = C^{te},$$

i diminue avec r, et leurs variations di et dr sont reliées par

$$\cos i \, di - \cos r \, dr = 0.$$

De même, en vertu de l'équation (4), le retard sera le même en une région où l'épaisseur sera différente, et la variation de sera donnée par :

$$2de(\cos r - \cos i) - 2e(\sin r dr - \sin i di) = 0,$$

$$de = e\frac{\sin r dr - \sin i di}{\cos r - \cos i} = e\frac{\sin r - \dfrac{\sin i \cos r}{\cos i}}{\cos r - \cos i} dr = e\frac{\sin(r-i)}{\cos i(\cos r - \cos i)} dr,$$

qui montre, puisque r est inférieur à i, que de et dr sont de signe contraire ; lorsque l'observateur se rapprochera de la normale, les anneaux iront vers les épaisseurs plus grandes, ils s'élargiront

donc, contrairement aux anneaux de Newton, et présenteront la variation anormale.

Le résultat précédent n'a été établi que pour le cas où l'observation était faite dans une direction plus rapprochée de la normale par rapport au rayon réfléchi : on peut chercher ce qui arrive lorsqu'on observe, au contraire, sous une incidence plus rasante, auquel cas on aperçoit encore un système d'anneaux, et montrer que le mouvement de ces anneaux garde le même sens.

L'angle r est supérieur à l'angle i, mais les équations précédentes subsistent, car les égalités (3) et (4) sont générales, à condition d'affecter K et K′ de signes convenables.

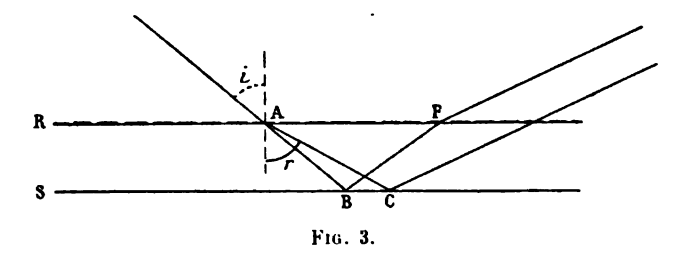


Fig. 3.

L'équation (3) se conserve; i étant inférieur à r, K est négatif, et il s'agit des rayons diffractés de l'autre côté du rayon incident (*fig.* 3).

Mais l'équation (4) subsiste également, et, $\cos r$ étant inférieur à $\cos i$, le retard est négatif ainsi que K′.

On obtient encore :

$$de = e \frac{\sin(r - i)}{\cos i(\cos r - \cos i)} dr ;$$

le numérateur est positif, mais cette fois le dénominateur est négatif, et de est encore de signe contraire à dr.

Les anneaux s'élargissent donc *toujours*, lorsqu'on les observe dans une direction de plus en plus voisine de la normale; ils paraissent alors extrêmement larges, et l'on peut s'en rendre compte en comparant les épaisseurs qui, pour les deux incidences, correspondent à un même anneau d'ordre K′.

Dans le cas de l'observation normale, on a pour l'épaisseur e_1 :

$$2e_1(1 - \cos i_1) = K' \frac{\lambda}{2}$$

avec

$$\sin i_1 = \text{KN}\lambda,$$

ce qui donne :

$$4e_1 \sin^2 \frac{i_1}{2} = \text{K}' \frac{\lambda}{2}$$

et sensiblement

$$4e_1 \frac{\text{K}^2\text{N}^2\lambda^2}{4} = \text{K}' \frac{\lambda}{2},$$

$$e_1 = \frac{\text{K}'}{2\text{K}^2\text{N}^2\lambda};$$

sous une incidence r, on a pour l'épaisseur e :

$$e = \frac{\text{K}'}{4\text{KN}} \operatorname{cotg} \frac{i+r}{2},$$

et au voisinage de 45° :

$$e = \frac{\text{K}'}{4\text{KN}};$$

d'où :

$$\frac{e_1}{e} = \frac{2}{\text{KN}\lambda} = \frac{2}{\sin i_1}.$$

Cette équation rend compte de l'agrandissement rapide des anneaux observés dans le voisinage de l'incidence normale, puisque leur diamètre doit augmenter dans le rapport de 1 à 13.

On a en effet :

$$\frac{2}{\text{KN}\lambda} = \frac{2}{25 \times 0{,}0005} = 160 = (12{,}6)^2.$$

Ces franges seront rendues plus brillantes, si l'on augmente le pouvoir réflecteur de la surface inférieure, de façon à rendre à peu près égales les intensités des deux rayons qui interfèrent ; on y parvient en employant une surface métallique, condition plutôt moins favorable pour la visibilité des anneaux de Newton.

Ces anneaux peuvent être utilisés pour vérifier plus commodément la forme des surfaces sans employer de lumière monochromatique ; cette vérification peut se faire presque sans interrompre le travail de la surface, car il suffit de disposer à plusieurs millimètres au-dessus d'elle (c'est-à-dire sans qu'il soit besoin d'établir le contact) un réseau plus ou moins serré, suivant l'approximation que l'on cherche ou suivant le degré d'avancement du travail, en éclai-

rant le tout par un large faisceau de lumière blanche et en orientant les traits du réseau de façon qu'ils soient perpendiculaires au plan d'incidence. Cette méthode qui permet, sans autre dispositif spécial qu'un réseau, de se rendre compte des irrégularités des surfaces qu'on emploie, s'applique sans modification aux surfaces métalliques; elle permet, en particulier, de suivre avec beaucoup de précision les déplacements et les déformations d'une surface mercurielle.

CHAPITRE II.

Anneaux supplémentaires.

On s'est borné jusqu'à présent à parler des deux groupes d'anneaux qu'on aperçoit le plus commodément avec le dispositif indiqué.

C'est, en premier lieu, le système α observable dans une direction r moins inclinée sur la normale que le rayon réfléchi régulièrement; puis le système β, qui correspond, au contraire, à un angle r_1 supérieur à l'angle i; en faisant varier la position de l'œil, on les observe successivement ou même simultanément, si l'on emploie une source d'étendue et de position convenables; en déplaçant alors l'œil, on constate que ces systèmes sont l'un et l'autre à *variation anormale*, ce qui est conforme à la théorie précédemment exposée. Mais, en explorant attentivement le champ, on peut noter la présence de plusieurs autres groupes de franges circulaires.

C'est d'abord un système γ voisin de α et de β entre lesquels il est compris; il est formé par des anneaux un peu plus étroits que ces derniers; mais ce qui permet de les distinguer nettement de ceux-ci, c'est qu'ils sont à *variation normale*, diminuant de diamètre quand les autres augmentent.

On constate aussi la présence d'un système δ situé à peu près comme γ, mais plus difficile à apercevoir et présentant la *variation anormale*.

Si la surface inférieure est constituée par une lentille biconvexe, on voit, en outre, un système ε formant un groupe de franges circulaires dont le rayon est généralement beaucoup plus grand; le centre est alors en dehors du champ, si bien qu'elles coupent les cercles correspondant au système α; ce système ε est aussi à *varia-*

tion normale et le champ présente alors dans son ensemble l'aspect de la *fig.* 4.

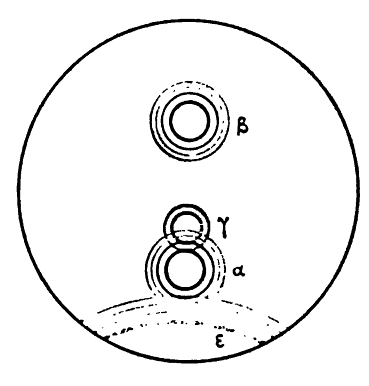


FIG. 4.

On peut également, en employant une lentille plan-convexe dont la face plane est la plus éloignée du réseau, observer un autre système ω de larges anneaux présentant cette fois la variation *anormale;* ils sont assez difficiles à voir si le réseau est parallèle à la face plane de la lentille, parce qu'alors ils ont le même centre que le système α et qu'ils se déforment comme celui-ci; mais, si on donne une inclinaison convenable au réseau, les centres se séparent et on les distingue nettement.

Il est facile d'abord de s'assurer que les systèmes ε et ω sont liés à la présence de la face *inférieure* de la lentille, tandis que γ et δ proviennent d'une action exercée par la face *supérieure :*

1° Les systèmes α, β, γ et δ subsistent seuls, soit lorsqu'on argente la face supérieure, soit lorsqu'on enduit la face inférieure de noir de fumée ;

2° Si on augmente, au contraire, le pouvoir réflecteur de la face inférieure, soit en l'argentant, soit simplement en déposant la lentille sur du mercure, on augmente l'intensité des systèmes ε et ω sans supprimer α, β et γ, qui cependant deviennent moins visibles par contraste.

La production de ces différents groupes et leur mode de variation s'expliquent par les considérations suivantes : Un rayon incident OA tombant sur le réseau R (*fig.* 5) donne naissance à trois rayons : le direct, le diffracté à droite et le diffracté à gauche, en se bornant au

premier ordre de diffraction; chacun de ces rayons se réfléchit sur S, revient vers le réseau et donne de nouveau naissance à trois autres rayons, ce qui fait en tout neuf directions de propagation que nous désignerons par les numéros successifs : (1), (2), (3), (4), (5), (6), (7), (8), (9), et dont nous allons examiner les groupements pouvant donner lieu à des interférences.

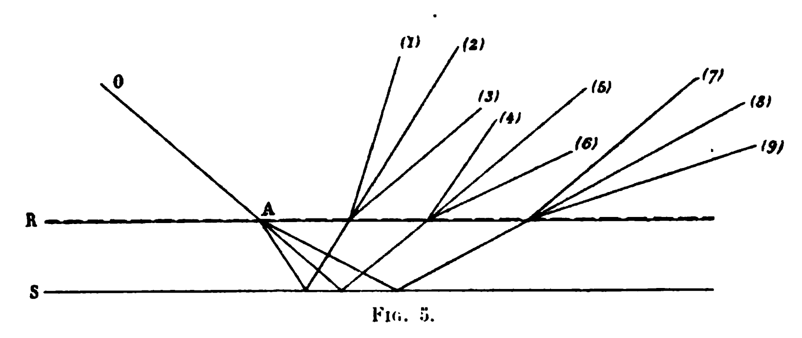


Fig. 5.

(1) n'est parallèle à aucune autre direction ainsi que (9) ; ils ne donnent pas naissance à des interférences.

(2) et (4) sont parallèles; ils ont été déjà considérés et produisent le système α observable dans une direction r plus rapprochée de la normale que la direction du rayon réfléchi (5); leur retard est égal à $2e(\cos r - \cos i)$.

(6) et (8) sont également parallèles : ils ont ainsi été déjà envisagés, et ils donnent naissance au système β observable dans une direction r_1 plus éloignée de la normale; leur retard est égal à :

$$2e(\cos i - \cos r_1).$$

Il reste à considérer les combinaisons de (3), (5), (7), qui sont parallèles au rayon régulièrement réfléchi (5); on ne peut grouper ni (3), ni (7) avec (5), parce que les deux premiers ont été modifiés par la diffraction, tandis que le dernier ne l'a pas subie; mais, en combinant (3) et (7), on a pour leur retard relatif :

$$2e(\cos r - \cos r_1).$$

Le coefficient de $2e$ est ici supérieur à ceux qui figuraient dans l'expression du retard pour les franges α et β; il est égal à leur somme ou sensiblement au double de chacun d'eux; le passage d'un anneau au suivant correspondra donc à une variation d'épais-

seur deux fois plus petite, et les franges en question seront plus serrées, dans le rapport de 1 à $\sqrt{2}$, comme l'expérience l'indiquait pour les anneaux du système δ.

Examinons maintenant l'influence de l'angle sous lequel on les observe ; remarquons tout d'abord que cet angle n'est autre que i, direction dans laquelle elles se superposent au faisceau régulièrement réfléchi (5), ce qui explique leur faible visibilité.

Avec l'expression du retard

$$\Delta = 2e\,(\cos r - \cos r_1),$$

cherchons pour une frange déterminée la relation qui existe entre de et di ; on a, en dérivant le second membre de cette équation,

$$2\,\frac{de}{di}(\cos r - \cos r_1) - 2e\left[\sin r\,\frac{dr}{di} - \sin r_1\,\frac{dr_1}{di}\right] = 0.$$

Or r et r_1 sont connus par les relations :

$$\sin i - \sin r = \mathrm{KN}\lambda, \qquad \sin r_1 - \sin i = \mathrm{KN}\lambda,$$

ce qui permet d'évaluer $\frac{dr}{di}$ et $\frac{dr_1}{di}$:

$$\cos i - \cos r\,\frac{dr}{di} = 0, \qquad \cos r_1\,\frac{dr_1}{di} - \cos i = 0\,;$$

d'où l'équation

$$\frac{de}{di}(\cos r - \cos r_1) - e\left[\sin r\,\frac{\cos i}{\cos r} - \sin r_1\,\frac{\cos i}{\cos r_1}\right] = 0,$$

$$de = e\,\frac{\cos i}{\cos r - \cos r_1}\,[\operatorname{tg} r - \operatorname{tg} r_1]\,di.$$

Le coefficient de di est toujours négatif, puisque le numérateur

$$\cos i\,(\operatorname{tang} r - \operatorname{tang} r_1)$$

et le dénominateur

$$\cos r - \cos r_1$$

sont constamment de signes contraires, et les anneaux présenteront la variation anormale : c'est là le système δ, qu'on observera surtout en argentant la face supérieure de la lentille et en élevant le réseau à 2 ou 3 millimètres au-dessus d'elle pour faire disparaître à la fois les autres systèmes ω, ε et γ.

Quant à ce système γ, on explique sa production en considérant (*fig.* 6) les rayons qui ont été diffractés dans la direction r, mais qui ont subi une nouvelle réflexion dans l'intérieur de la lame mince : groupés avec les rayons réfléchis ordinaires, qui ont été diffractés seulement à la sortie de la lamelle, ils ont par rapport à ceux-ci un retard

$$2e\,(2\cos r - \cos i);$$

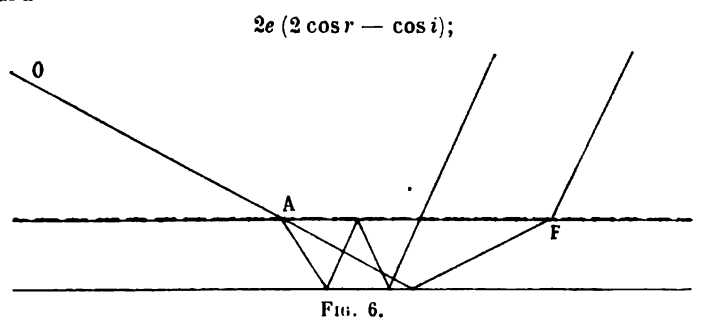


FIG. 6.

et la relation entre de et dr deviendra cette fois, par des calculs analogues.

$$de = e\,\frac{\sin r \cos i + \sin (r - i)}{\cos i\,(2 \cos r - \cos i)}\,dr,$$

dans laquelle le coefficient de dr est positif en raison de la faible différence qui existe entre i et r ; cette circonstance permet donc de prévoir la production d'anneaux à variation normale, comme ceux du système γ, dont on constate plus commodément la présence pour les valeurs très faibles de e.

D'ailleurs, pour tous les systèmes dont on vient d'expliquer la production, le retard est *minimum* au centre, ce qu'on vérifie aisément en éloignant graduellement le réseau et en voyant les anneaux venir se fondre dans la partie centrale. Il n'en est pas toujours ainsi, comme nous allons le voir avec le système ε qui provient, conformément à ce qui a été dit plus haut, de l'action de la face inférieure : désignons par a l'épaisseur totale comptée normalement au plan du réseau ; elle se compose de deux couches dont l'une, constituée par de l'air, a une épaisseur e, tandis que l'autre, formée par un milieu d'indice n, a une épaisseur optique $n\,(a - e)$. Le retard total sera exprimé comme précédemment avec cette différence que $2e$ sera remplacé par

$$2\,[e + n\,(a - e)] \qquad \text{ou} \qquad 2\,[na - (n - 1)\,e];$$

dans ce cas, le retard sera *maximum* au centre pour $e = 0$; aussi on constate qu'en écartant le réseau, les anneaux *sortent* de la partie centrale, contrairement à toutes les autres franges circulaires qu'on vient d'envisager[1].

De plus, la diminution d'incidence diminue le retard, comme cela se produisait pour les systèmes α et β, ainsi qu'il est aisé de s'en assurer par des calculs analogues aux précédents ; par conséquent, en rendant l'incidence plus petite, on amènera au centre un anneau d'abord plus écarté, et, par suite de ce *double renversement*, ces franges circulaires présenteront la variation *normale*.

Ces anneaux seront d'ailleurs plus larges, puisque le coefficient de e est remplacé, dans ce cas, par un coefficient plus petit, $2(n-1)$ à la place de 2, c'est-à-dire approximativement 1 au lieu de 2.

J'ai décrit enfin un dernier dispositif qui, par l'emploi d'une lentille plan-convexe, permet d'apercevoir d'autres anneaux (système ω) ; par leur largeur, ils satisfont aux conditions précédentes, mais ils se comportent différemment tant par la variation d'incidence que par le changement d'épaisseur de la couche d'air, ce qui montre que le retard au centre correspond à un *minimum;* ils proviennent de rayons qui ont effectué une double traversée supplémentaire de la lame mince comprise entre le réseau et la face supérieure de la len-

---

(1) Une semblable particularité peut être observée avec l'appareil ordinaire à anneaux de Newton ou mieux avec le dispositif adopté pour montrer les interférences à grande différence de marche (appareil de Fizeau). Par l'emploi d'une lumière homogène ou constituée par un petit nombre de radiations simples, on aperçoit trois systèmes distincts d'anneaux, nettement séparés les uns des autres, si l'on incline la face plane de la lentille par rapport au plan de référence placé en dessous de cette lentille.

Le système central est immobile pendant le mouvement du plan, il provient de l'interférence des rayons réfléchis sur les deux faces de la lentille; à droite et à gauche, on voit deux autres systèmes qui ont des mouvements contraires pendant le déplacement.

Lorsque l'épaisseur va en croissant, les anneaux d'un des systèmes latéraux rentrent dans la partie centrale où le retard est minimum; ce sont les franges ordinaires provenant de la couche d'air; tandis que pour l'autre système, au contraire, les anneaux sortent du centre où le retard est maximum, alors que le déplacement réalisé entraîne encore une augmentation du retard.

Ces derniers anneaux, qui proviennent de l'interférence des rayons réfléchis sur la face supérieure de la lentille avec ceux qui, ayant traversé cette lentille, vont se réfléchir sur le plan de référence, correspondent à un retard de la forme $2[na-(n-1)e]$; ce sont des franges également circulaires, mais plus larges que les autres, les trois systèmes ayant leurs centres en ligne droite, comme le calcul le montre immédiatement.

tille (*fig.* 7) ; dans le retard s'introduira alors l'expression :

$$2\,[2e + n\,(a - e)], \qquad \text{c'est-à-dire} \qquad 2\,[na + (2 - n)\,e];$$

Fig. 7.

il en résulte que le retard sera minimum au centre, puisque le coefficient de e est positif, et, comme sa valeur numérique $2 - n$ est d'ailleurs voisine de la valeur $n - 1$ que nous avions obtenue précédemment, les anneaux auront la même largeur dans les deux cas ; ils présenteront la variation *ordinaire* par l'accroissement de distance et la variation *anormale* par le changement de l'angle sous lequel se fait l'observation : c'est le système ω [1].

CHAPITRE III.

Diffraction en dehors de la section principale.

Dans tout ce qui a été dit précédemment, nous avons supposé que le plan d'incidence était perpendiculaire aux traits du réseau ; si l'on vient à faire tourner celui-ci dans son plan, de façon à changer l'orientation des traits, tout en continuant à observer sous un angle voisin de 45°, les franges ne disparaissent pas, mais elles se déforment, deviennent elliptiques, paraissent plus estompées et plus

---

(1) On peut d'ailleurs considérer une foule de combinaisons, en tenant compte de ce que le double trajet dans la lame supérieure peut s'effectuer avant ou après la pénétration dans la couche inférieure, pour l'un ou l'autre des deux rayons, et de ce que la diffraction par réflexion ou par réfraction peut intervenir en différents points sur le trajet de ces rayons.

larges, pour atteindre leur maximum de grandeur lorsque les traits sont dans le plan moyen d'incidence; elles ont alors à peu près l'aspect qu'elles présentaient antérieurement dans le cas où l'observation était faite sous l'incidence normale.

La théorie de ces phénomènes est à peu près la même, sauf qu'elle introduit, pour une inclinaison quelconque des traits, des équations plus compliquées, car il s'agit alors de la diffraction produite par un réseau sur un faisceau considéré en dehors de la section normale, c'est-à-dire en dehors du plan perpendiculaire aux traits du réseau. Ne voulant pas aborder ici cette théorie générale, j'envisagerai seulement le cas particulier où les traits sont situés dans le plan d'incidence.

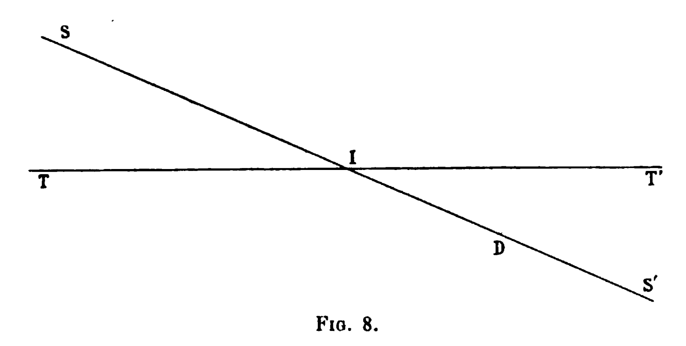


Fig. 8.

Prenons ce plan d'incidence comme plan du tableau : soit (*fig.* 8) SI le rayon incident; IS', le rayon direct après le passage à travers le réseau dont un trait est représenté en TT'; le rayon diffracté ID sera dévié dans un plan passant par IS', perpendiculaire au plan de la figure, et il fera, avec IS' sur lequel il se projette, un angle δ donné par la relation :

$$\sin \delta = KN\lambda.$$

Il est facile de s'en assurer expérimentalement en installant un réseau sur la plate-forme d'un goniomètre dont on éclaire la fente par de la lumière solaire, le réseau est d'abord normal à la lumière incidente, puis on le fait basculer de façon que les traits restent dans le plan d'incidence ; on constate alors que les raies spectrales demeurent sensiblement dans les mêmes positions ; la déviation dans le plan perpendiculaire au plan d'incidence garde donc approximativement la même valeur.

Les angles i et r ayant la même signification que plus haut ne sont plus reliés maintenant par l'équation $i - r = \delta$, car les trois droites IS′, IN, ID ne sont plus dans un même plan ; elles forment un trièdre, et les angles i et r présentent l'un par rapport à l'autre une différence beaucoup plus petite, ce qui conduira à un retard plus faible que l'on peut calculer de la façon suivante :

Pour faciliter le raisonnement, on a représenté sur la *fig.* 9 les différents rayons, au-dessous de xy, en projection horizontale sur le plan de la lame mince, et, au-dessus de xy, en projection verticale sur un plan normal en même temps au plan d'incidence et au plan de la lame, les lettres accentuées se rapportant à la projection verticale.

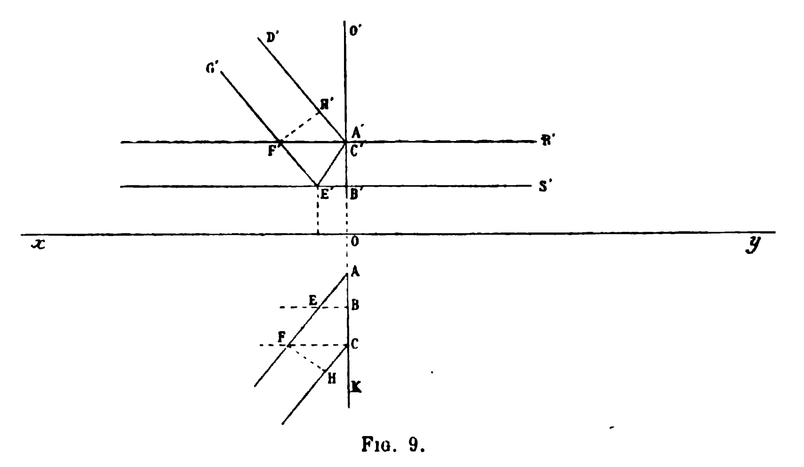


Fig. 9.

Le rayon incident est OA dirigé par exemple d'arrière en avant ; il donne naissance au rayon direct ABC, qui s'est réfléchi en B sur la face inférieure et qui, à sa sortie en C, au lieu de continuer sa route en CK, est diffracté suivant CH, le plan HCK étant parallèle à la ligne de terre, et CH faisant avec CK un angle δ donné par la relation :

$$\sin \delta = \text{KN}\lambda,$$

en vertu de la remarque faite plus haut.

D'autre part, le rayon incident OA a donné naissance, en A, au rayon diffracté AE faisant aussi avec AB le même angle δ, et le plan AEB étant aussi parallèle à la ligne de terre ; ce rayon diffracté se réfléchit en E et sort en F à travers la surface du réseau ; soit H le

pied de la perpendiculaire abaissée dans l'espace de F sur CD ; le retard Δ est représenté par

$$2AB + CH - 2AE.$$

Or

$$2AE = \frac{2e}{\cos r},$$

r représentant l'angle fait par le rayon diffracté avec la normale pendant son trajet dans la lame mince ; de même

$$2AB = \frac{2e}{\cos i};$$

enfin

$$CH = CF \sin CFN = CF \sin \delta,$$

puisque CF et FN sont respectivement perpendiculaires au rayon direct et au rayon diffracté.

D'ailleurs, en désignant par δ_1 la projection de l'angle δ sur le plan horizontal, c'est-à-dire l'angle CAF mesuré sur ce plan :

$$CF = AC \operatorname{tg} \delta_1 = 2e \operatorname{tg} i \operatorname{tg} \delta_1.$$

On a finalement pour le retard :

$$\Delta = \frac{2e}{\cos i} + 2e \operatorname{tg} i \operatorname{tg} \delta_1 \sin \delta - \frac{2e}{\cos r}.$$

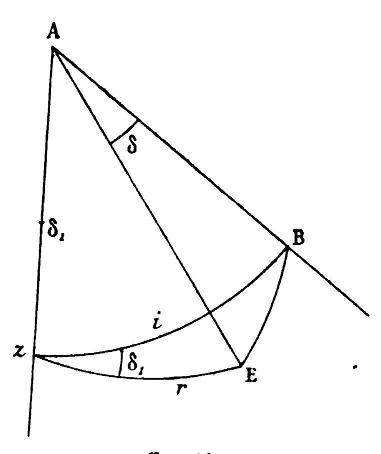


Fig. 10.

Mais il est facile d'évaluer r et δ_1 en fonction de i et δ.

Les formules fondamentales de la trigonométrie sphérique donnent en effet (*fig.* 10) :

$$\operatorname{tg}\delta_1 = \frac{\operatorname{tg}\delta}{\sin i} \qquad \text{et} \qquad \cos r = \cos i \cos\delta,$$

ce qui fournit pour le retard :

$$\Delta = \frac{2e}{\cos i} + \frac{2e\sin^2\delta}{\cos\delta\cos i} - \frac{2e}{\cos\delta\cos i} = \frac{2e}{\cos i} - 2e\,\frac{1-\sin^2\delta}{\cos\delta\cos i}$$

$$= \frac{2e}{\cos i} - \frac{2e\cos\delta}{\cos i} = \frac{4e\sin^2\frac{\delta}{2}}{\cos i},$$

ou sensiblement $\frac{\cos i}{e\sin^2\delta}$ et enfin :

$$e\,\frac{K^2N^2\lambda^2}{\cos i},$$

en tenant compte de l'équation qui donne δ ; les maximas et les minimas seront donc obtenus par la relation :

$$e\,\frac{K^2N^2\lambda^2}{\cos i} = K'\,\frac{\lambda}{2} \qquad \text{ou} \qquad e = \frac{K'\cos i}{2K^2N^2\lambda}.$$

Cette expression représente, au facteur $\cos i$ près, celle qu'on avait obtenue pour l'incidence normale, ce qui explique l'accroissement du diamètre des anneaux et, d'une manière générale, la similitude d'aspect présentée dans les deux cas.

Le calcul précédent s'applique seulement au voisinage du plan d'incidence qui contient les traits du réseau : l'observation faite à droite et à gauche, en s'écartant de ce plan, correspond aux cas intermédiaires (diffraction en dehors des sections principales), d'où la forme allongée des anneaux dont le diamètre diminue au fur et à mesure que l'observation se fait dans des directions plus éloignées de ce plan.

CHAPITRE IV.

Alternances colorées.

Comme ces phénomènes sont particulièrement brillants lorsque la surface inférieure a un pouvoir réflecteur élevé, j'ai constitué cette surface par un plan de verre argenté qu'on pouvait incliner légère-

ment de façon à donner à la lame d'air interposée la forme d'un prisme ; on augmentait graduellement son épaisseur moyenne à l'aide d'une vis micrométrique qui permettait le transport du plan parallèlement à lui-même ; dans ces conditions, on a des franges rectilignes sur lesquelles on constate aisément les particularités que je vais signaler.

D'ailleurs, ces apparences singulières se manifestent fréquemment dans l'emploi des réseaux ou des combinaisons de réseaux ; ce sont des colorations ou des irisations périodiques qu'on est d'abord tenté d'expliquer par une discordance ou empiétement progressif des franges correspondant aux différentes radiations ; mais, s'il en était ainsi, les franges cesseraient d'être visibles pour un retard un peu supérieur à celui qui produit ces irisations, tandis qu'en réalité les franges continuent à être observables en lumière blanche bien au delà du moment où ces colorations se manifestent ; bien plus, ce sont ces irisations qui se reproduisent à intervalles réguliers comme un phénomène périodique qui englobe un certain nombre de franges.

Ainsi, dans le cas qui nous occupe, voici ce qu'on peut observer sur les franges rectilignes formées entre un réseau et un plan argenté légèrement obliques l'un par rapport à l'autre, et examinées sous une incidence voisine de 45°.

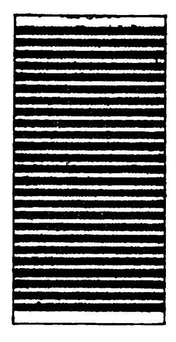


Fig. 11.

Le champ n'est pas uniforme, et les franges y apparaissent par *groupes ;* on en voit une dizaine qui semblent à peu près achromatiques, puis, à la suite, un autre faisceau d'une dizaine de franges qui paraissent irisées, par exemple blanches et roses ; au delà apparaît un nouveau groupe formé d'un nombre égal de lignes achromatiques,

puis un autre faisceau de franges jaunes et roses, et ainsi de suite (*fig.* 11).

Pour étudier ce phénomène, il est bon d'opérer en lumière monochromatique ; servons-nous d'abord de lumière rouge : les franges apparaissent encore par groupes (*fig.* 12) et dans chacun de ces groupes elles sont alternativement noires et rouges, mais cette fois les groupes sont séparés les uns des autres par des intervalles uniformément rouges; dans ces intervalles, il *n'apparaît pas d'interférences dans la lumière rouge*, et nous en verrons plus loin la raison.

Si l'on utilise ensuite une autre radiation, la couleur verte par exemple, on obtient une apparence analogue, mais avec cette particularité que les régions dépourvues d'interférences *ne sont pas les mêmes* que pour le rouge, autrement dit, les groupes ne coïncident pas ; il est alors facile de prévoir ce qu'on devra observer par la superposition des deux lumières.

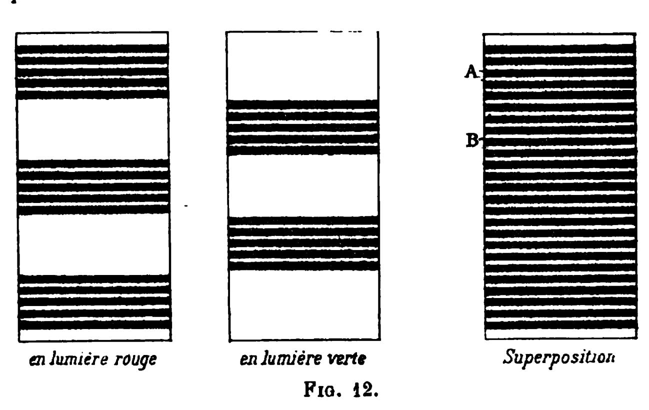


Fig. 12.

En A (*fig.* 12), les franges qui sont noires et rouges se projettent sur un fond uniformément vert, ce qui donne lieu à des franges alternativement vertes et blanches ; en B, les franges qui sont noires et vertes se superposent à un fond régulièrement rouge, ce qui produit des bandes successivement rouges et blanches, et ainsi de suite avec les différentes teintes. En somme, avec la lumière blanche, les franges paraissent achromatiques aux endroits où se trouvent les groupes relatifs à la lumière jaune vert ($\lambda = 0^{\mu},530$).

Telle est la cause des irisations observées ; elles ne limitent pas le nombre des franges visibles, car ces franges, qui ne sont plus *achromatiques* au sens étymologique du mot, sont néanmoins con-

cordantes, en ce sens qu'elles ont même largeur, et cette concordance suffit pour assurer leur visibilité sur une grande étendue.

Il reste à indiquer pourquoi, dans certaines régions, les interférences ne se manifestent pas. On en trouve la raison en tenant compte, comme je l'ai indiqué dans mes études sur la constitution des ondes paragéniques de diffraction [1], de la portion de l'élément sur lequel s'est opérée la diffraction.

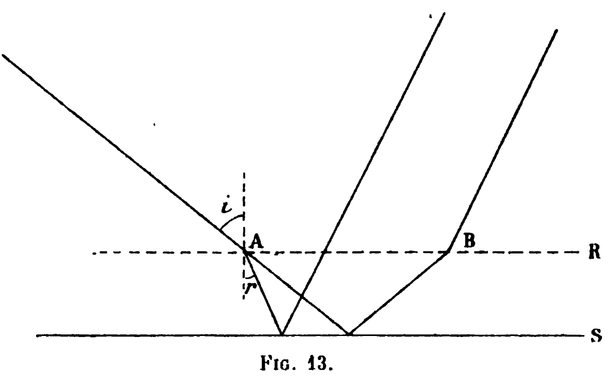


Fig. 13.

En somme le phénomène provient de l'interférence des deux rayons qui se sont diffractés, l'un en A, l'autre en B (*fig.* 13) ; si A et B sont les deux points homologues de deux éléments, les changements de phase qui s'introduisent en ces deux points, par suite de la diffraction, sont égaux ; ils disparaissent dans la différence, et le retard se réduit à la partie géométrique calculée ; il en sera de même pour les rayons voisins des précédents, et, le retard ayant une valeur bien déterminée, il y aura là toute une région où l'interférence sera de même nature pour tous les rayons pris deux à deux. Si, au contraire, A et B ne sont pas homologues, il s'ajoute au retard géométrique une différence de phase qui ne sera pas la même pour les rayons voisins considérés deux à deux, et cette discordance empêchera toute interférence d'être visible dans cette région.

Si l'épaisseur varie, la condition de concordance sera réalisée dans certaines parties à intervalles périodiques, car en éloignant la surface inférieure, le rayon réfléchi viendra balayer, à partir de B, les éléments du réseau, et il touchera périodiquement les homologues de A.

Enfin, cette concordance n'est pas réalisée simultanément pour les

[1] *Comptes rendus de l'Académie des Sciences* et *Annales de chimie et de physique* (*loc. cit.*).

différentes couleurs, puisque, pour chaque radiation, il y a une incidence particulière, lorsqu'il s'agit d'une même direction d'émergence (1).

LES DÉTECTEURS ÉLECTROLYTIQUES ET LEUR EMPLOI DANS LES MESURES ÉLECTRIQUES;

Par M. H. ARMAGNAT (2).

I. Dans une étude d'ensemble sur les cohéreurs, présentée au Congrès d'Électricité de 1900, le capitaine Ferrié faisait remarquer (3) qu'en plaçant dans le circuit d'une pile une sorte de voltamètre formé par un fil métallique très fin, affleurant à peine à la surface d'un électrolyte dans lequel plongeait une seconde électrode plus large, on constatait le passage d'un faible courant, qui se trouvait augmenté lorsqu'on produisait des oscillations électriques dans le voisinage; c'est là l'origine des détecteurs électrolytiques. Depuis cette époque ces instruments sont entrés dans la pratique courante de la télégraphie sans fil; les postes qui les emploient reçoivent au son au moyen d'un téléphone, car les courants reçus ont une trop faible intensité pour être enregistrés par les relais ordinaires.

Dans l'état actuel, un détecteur électrolytique se compose essentiellement d'un fil de platine très fin, soudé dans un tube de verre et débordant à peine de ce tube, de façon à présenter une surface libre aussi petite que possible. Ce fil est plongé dans un électrolyte très conducteur, et une seconde électrode, également en fil de platine, plonge dans l'électrolyte. La seconde électrode peut avoir une

(1) Les remarques précédentes sont susceptibles de préciser certaines conditions relatives à la production des anneaux de diffusion. On sait que, dans la théorie de ces franges, on peut considérer ou bien l'interférence de deux rayons provenant d'un même rayon initial et qui ont subi la diffusion, l'un à l'entrée, l'autre à la sortie de la lame de verre, ou bien l'interférence des deux rayons qui émergent en un même point, ou encore la combinaison des deux rayons qui ont subi la diffusion au même point; c'est généralement cette dernière hypothèse qu'on adopte; mais, si on l'appliquait au cas qui vient d'être traité, on ne s'expliquerait pas l'absence d'interférence dans une région déterminée : au contraire, on concilierait les deux théories en groupant deux à deux les rayons provenant d'un même rayon initial et ayant subi *par le fait de la diffusion de semblables modifications*, quel que soit le point où cette modification ait eu lieu.

(2) Communication faite à la Société Française de Physique, séance du 6 avril 1906.

(3) *Congrès d'Électricité*, Paris, 1900, volume annexe, p. 289.

surface quelconque, on la fait souvent assez grande afin de réduire la résistance du détecteur. Dans le modèle du capitaine Ferrié, les électrodes sont soudées chacune dans un tube de verre, et le tout est enfermé dans une petite ampoule scellée qui contient l'électrolyte (*fig.* 1).

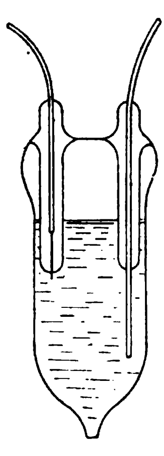


Fig. 1.

Le phénomène qui se produit dans les détecteurs est encore inconnu. M. Schlœmilch [1] l'attribue à une capacité ou à une résistance ohmique, et M. de Forrest [2] dit que la polarisation est nécessaire, car, si les électrodes sont attaquées par le liquide, l'effet cesse.

M. Ferrié donne l'explication suivante [3] : un détecteur électrolytique, intercalé dans le circuit d'un galvanomètre et soumis à l'action des oscillations électriques, laisse passer un courant qui va, à l'intérieur du détecteur, de la grande électrode à la petite. Le détecteur agit là comme un véritable *clapet* qui laisse passer le courant dans un sens et lui fait obstacle dans l'autre sens. Dans les conditions ci-dessus, le phénomène n'est pas net, la déviation du galvanomètre est incertaine et la sensibilité du système est faible.

---

(1) *Elektrotechnische Zeitschrift*, 19 novembre 1903, p. 959 ; — *Revue électrique*, 15 avril 1904, p 207.

(2) Congrès d'Électricité de Saint-Louis, 1904 (*Revue électrique*, 15 janvier 1905, p. 21).

(3) *Comptes Rendus*, t. CXLI, 31 juillet 1905, p. 315 ; — *Revue électrique*, 15 septembre 1905, p. 144.

Le phénomène se régularise et devient beaucoup plus sensible si l'on met en circuit avec le détecteur une pile de force électromotrice comprise entre 1 et 2 volts, le pôle positif étant relié à la petite électrode. On voit alors le galvanomètre indiquer une faible déviation, qui augmente aussitôt que les ondes électriques agissent sur le système. M. Ferrié pense que la pile polarise le détecteur et que le galvanomètre indique le courant de dépolarisation. Le condensateur électrolytique ainsi formé étant chargé au potentiel de la pile, les oscillations électriques déchirent la couche du diélectrique formé au contact de l'anode, et une conductibilité momentanée se produit, le galvanomètre dévie plus fortement.

II. On peut, abstraction faite de toute théorie, chercher quels sont les facteurs qui interviennent dans le problème, afin de leur donner la valeur la plus favorable ; c'est à ce point de vue que nous avons fait les expériences que nous allons résumer ci-dessous.

Cherchons d'abord si ce que l'on a appelé la tension critique du détecteur correspond à une grandeur définissable.

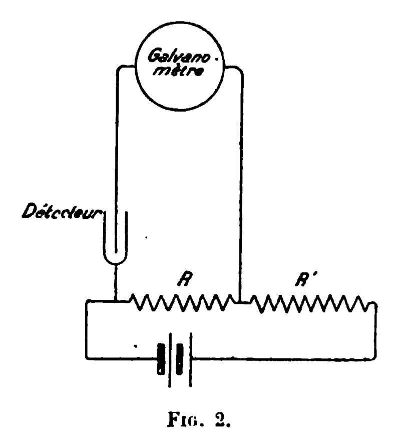


Fig. 2.

Mettons un détecteur et un galvanomètre en série et plaçons le tout aux bornes d'une résistance R parcourue par le courant fourni par une pile ; une résistance R′ nous permettra de faire varier l'intensité I et, par conséquent, la différence de potentiel $e = RI$ appliquée au système (*fig.* 2). A chaque valeur de e correspond une valeur du courant I et, si l'on trace la courbe de I en fonction de e, on constate que l'intensité I est pratiquement nulle jusqu'à une certaine valeur

de e, puis elle augmente de plus en plus rapidement, et enfin on voit la courbe devenir asymptotique à une droite inclinée (*fig*. 3).

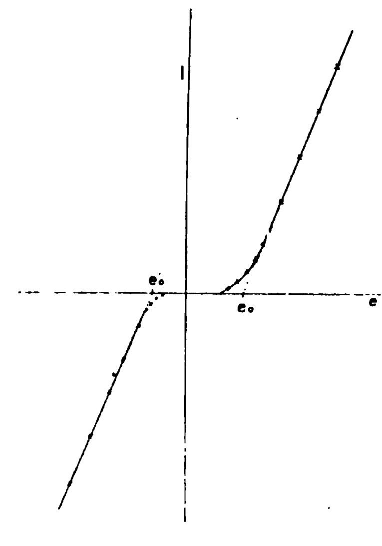


Fig. 3.

En prolongeant l'asymptote jusqu'à l'axe des x, on trouve une valeur e_0 qui est variable avec le sens du courant, la nature de l'électrolyte et des électrodes, et en résumé, dans la branche asymptotique de la courbe, tout se passe comme si le détecteur avait une force électromotrice de polarisation e_0 (tension critique) et une résistance constante exprimée par le rapport $\frac{\Delta e}{\Delta I}$. Le phénomène réel est certainement plus complexe, car la résistance apparente du détecteur, exprimée par le rapport ci-dessus, augmente quand la résistance de la partie métallique du circuit augmente et elle est toujours beaucoup plus élevée que la résistance que l'on mesure à l'aide du pont décrit plus loin.

Dans la *fig*. 4 sont résumés les résultats obtenus avec un détecteur symétrique formé par deux pointes en fil de platine de $0^{mm},1$ de diamètre plongées dans l'eau acidulée sulfurique. Les mesures ont été faites en ajoutant, au circuit formé par le détecteur et le galvanomètre, des résistances de 0, 10.000 et 50.000 ohms. On voit que la valeur de e_0 semble diminuer quand la résistance du circuit augmente

et que les résistances apparentes du détecteur sont de 7.300,

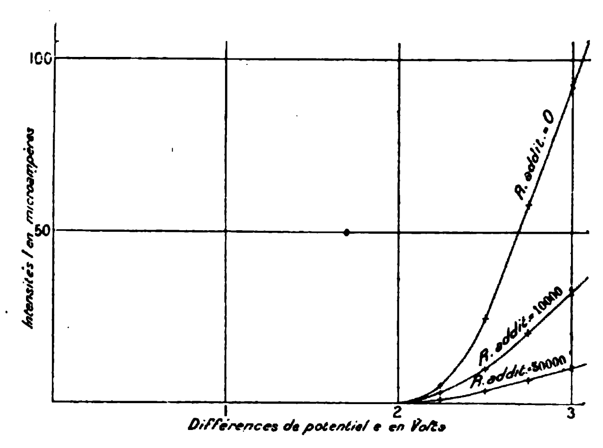


Fig. 4.

11.300 et 2.300 ohms, tandis que la mesure directe au pont donne

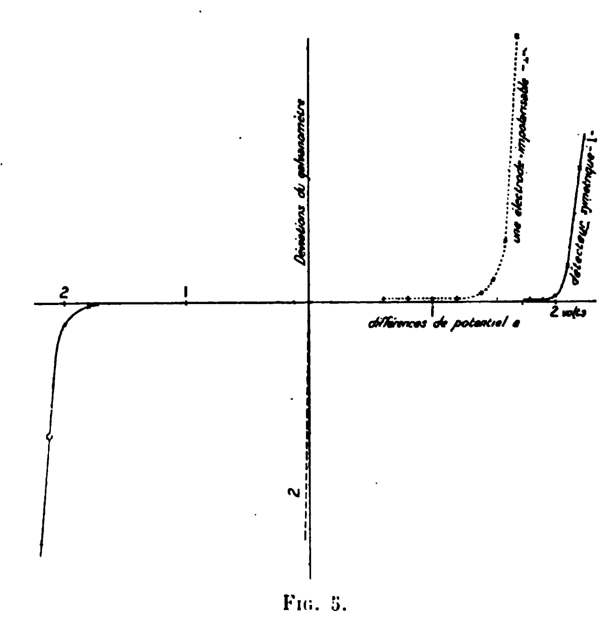


Fig. 5.

480 ohms à 5 0/0 près. Il est nécessaire d'ajouter que les valeurs de I notées ici sont celles que l'on observe au bout de quelques se-

condes, lorsque le régime est devenu stable ; au début, lorsqu'on vient de fermer le circuit, la déviation est plus grande, mais on la voit décroître rapidement et arriver à la valeur stable ou, mieux, à une valeur où la décroissance est négligeable.

Quand le détecteur est *dissymétrique*, c'est-à-dire quand les deux électrodes ont des surfaces très inégales, les deux branches de la courbe, obtenues par renversement du courant, ne sont pas semblables, le phénomène reste le même, mais il diffère un peu quant à

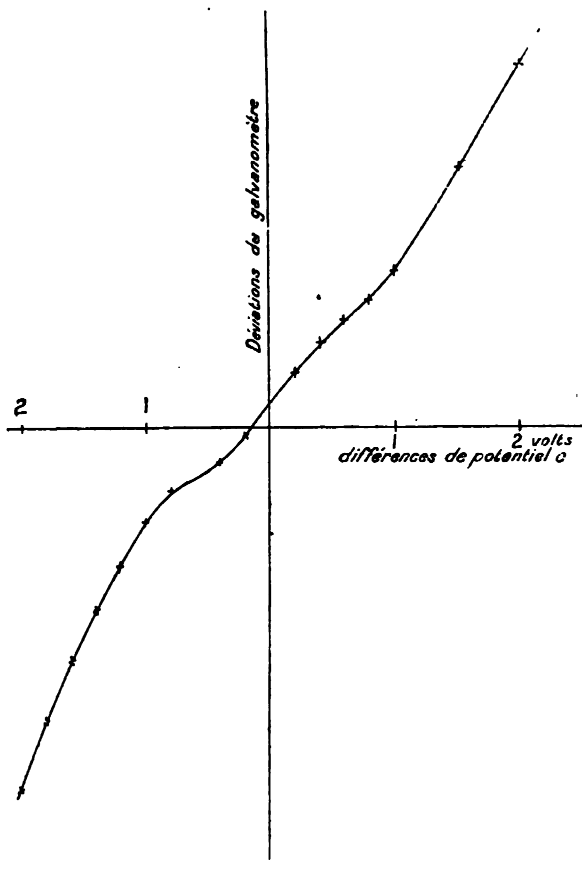


Fig. 6.

la grandeur de e_0 et même de la résistance apparente $\frac{\Delta e}{\Delta I}$ (*fig.* 3). La différence entre les deux branches de la courbe devient complète

quand on prend une électrode en métal soluble dans l'électrolyte, par exemple un fil de cuivre; dans ces conditions, l'anode étant formée par un fil très fin de platine, on obtient une courbe absolument semblable aux précédentes (*fig.* 5); mais, si l'on renverse le sens du courant, l'intensité croît presque proportionnellement à e, il n'y a pas de force électromotrice de polarisation. On voit sur la figure que des électrodes *symétriques* donnent deux branches de courbe aussi semblables qu'il est possible de les obtenir avec un phénomène irrégulier.

Quand les électrodes sont *symétriques* et de *large surface*, le courant de polarisation devient considérable et variable ; il faut attendre un temps très long pour obtenir un équilibre à peu près satisfaisant du galvanomètre, et la courbe prend l'aspect indiqué par la *fig.* 6.

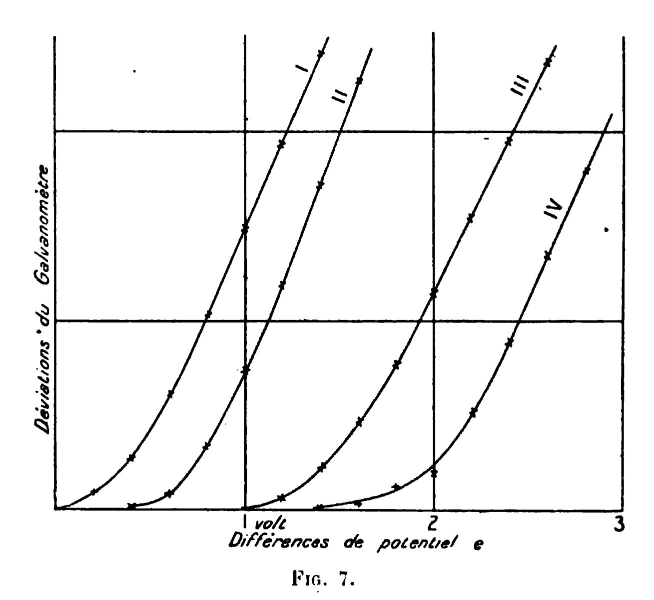


Fig. 7.

La *fig.* 7 résume les résultats obtenus avec quelques détecteurs; elle montre les différences assez considérables qui résultent de la dimension des électrodes. La première courbe I est relative à un détecteur dissymétrique formé par une anode de petite surface en fil de platine de $0^{mm},5$ et une large cathode en platine ; l'électrolyte est un mélange de bichromate de potasse et d'acide sulfurique étendu.

Lorsqu'on remplace l'anode en fil de 0^{mm},5 par une autre en fil de 0^{mm},1, la tension critique s'élève. Un autre détecteur à anode en fil de platine de 0^{mm},1 et à cathode large, avec, comme électrolyte, une solution d'acide sulfurique de densité 1,25 environ, donne la courbe III, et enfin un détecteur symétrique ayant deux électrodes en fil de 0^{mm},1 donne, avec le même électrolyte, la courbe IV. Ces quatre courbes ont été relevées avec le même galvanomètre, elles sont donc comparables ; une grande résistance, 300.000 ohms, était ajoutée dans le circuit, condition importante pour obtenir des résultats concordants.

Comment se comportent les détecteurs vis-à-vis des courants alternatifs industriels, c'est-à-dire à fréquence relativement basse? C'est ce que nous allons chercher maintenant, et les conclusions que nous allons tirer de ces observations pourront peut-être apporter un peu de clarté sur le rôle des détecteurs vis-à-vis des oscillations électriques, mais sans qu'on puisse affirmer que les choses se passent de la même façon dans les deux cas limites : fréquence industrielle et très grande fréquence.

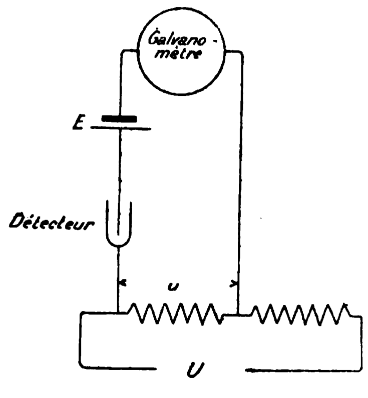


Fig. 8.

L'expérience montre que, si nous formons un circuit composé d'une pile de force électromotrice E, voisine de la tension critique, reliée à un détecteur et à un galvanomètre à courant continu, et si nous faisons agir sur ce système une différence de potentiel alternative u prise sur un réseau d'éclairage (*fig.* 8), l'intensité du courant accusée par le galvanomètre croît d'abord lentement avec u, puis plus

vite, et finalement l'accroissement se ralentit et l'intensité tend vers une limite. La courbe de la *fig.* 9 montre l'action d'un courant alternatif, à 42 périodes par seconde, sur un détecteur électrolytique dissymétrique, la pile E ayant environ 2 volts.

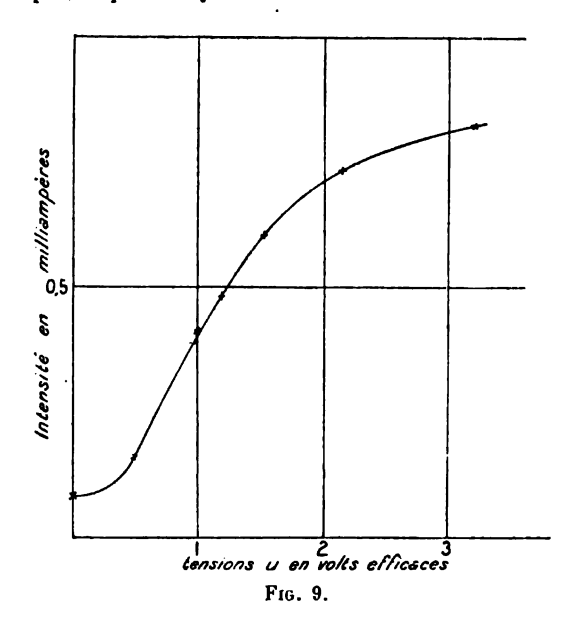


Fig. 9.

III. Si nous supposons la loi qui relie le courant I à la force électromotrice e réduite à la partie asymptotique des courbes (*fig.* 10), nous voyons que l'intensité est nulle tant que e est plus petit que e_0.

Si donc nous faisons, comme dans la *fig.* 8, agir sur le système un courant alternatif sinusoïdal donnant une différence de potentiel

$$u_0 \sin \omega t,$$

le courant ne passera pas avant que l'on ait

$$u_0 \sin \omega\theta + E = e_0$$

dans la phase où les forces électromotrices s'ajoutent, et

$$u_0 \sin \omega\theta' - E = e'_0$$

dans la phase opposée, θ et θ' étant comptés à partir de l'origine de chaque phase. La force électromotrice alternative étant supposée

sinusoïdale, le courant cessera de passer pour un temps θ_1 tel que

$$\theta_1 = \frac{T}{2} - \theta,$$

T étant la durée de la période complète.

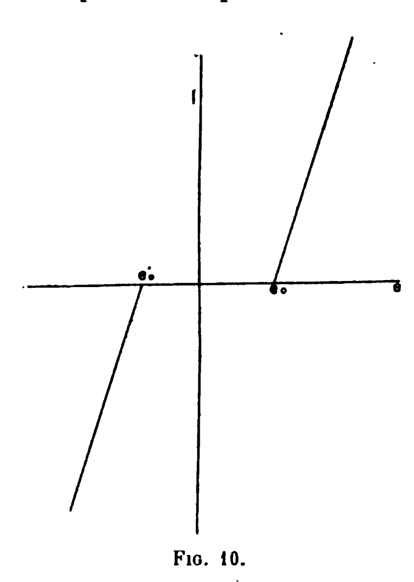


Fig. 10.

Les quantités d'électricité qui traversent le galvanomètre dans chaque phase sont :

$$Q_+ = \frac{1}{R}\int_0^{\theta_1} (u_0 \sin \omega t + E - e_0)\, dt,$$

$$Q_- = \frac{1}{R}\int_0^{\theta_1} (u_0 \sin \omega t - E - e_0')\, dt;$$

le galvanomètre à courant continu ne peut enregistrer que les différences de ces deux quantités :

$$I = \frac{Q_+ - Q_-}{T}$$

$$= \frac{1}{R}\left\{\left(E + \frac{e_0' - e_0}{2}\right) - \frac{2}{T}[\theta(E - e_0) + \theta'(E - e_0')] + \frac{2u_0}{\omega}(\cos \omega\theta - \cos \omega\theta')\right\}$$

Cette relation nous montre, ce que nous savions déjà par l'expé-

rience, que, si u_0 est très grand vis-à-vis de E, e_0 et e'_0, les temps θ et θ' s'annulent et, par conséquent, I devient :

$$I = \frac{E}{R} + \frac{e' - e_0}{2R},$$

c'est-à-dire tend vers une limite.

Au contraire, lorsque u_0 est très petit et si E est du même ordre de grandeur que e_0 et e'_0, le courant est toujours nul dans la phase négative, θ est très petit et positif si $E < e_0$, très petit et négatif si $E > e_0$, et l'intensité I devient :

$$I = \frac{u_0}{\pi R} + \frac{E - e_0}{2R}.$$

Dans ces conditions, si $E < e_0$, l'intensité sera nulle jusqu'à ce que

$$- u_0 = \pi \frac{E - e_0}{2},$$

et, si $E > e_0$, pour $u_0 = 0$, le galvanomètre indiquera un courant

$$I_0 = \frac{E - e_0}{R}.$$

On ne constatera pas de variation de ce courant avant que l'on ait encore

$$u_0 = \pi \frac{E - e_0}{2}.$$

Graphiquement, ces résultats pourront être représentés par la *fig.* 11.

Pour la phase positive, le courant passe pendant tout le temps qui correspond à la partie hachurée de la courbe; pour la phase négative, pendant le temps correspondant à la partie doublement hachurée, et la quantité enregistrée par le galvanomètre à chaque période est représentée par l'aire de la région où les hachures sont simples.

Cette démonstration nous conduit à conclure que la sensibilité maximum sera atteinte quand nous aurons $E = e_0$; l'expérience montre qu'en réalité il faut dépasser e_0, et ceci tient évidemment à l'incertitude de définition de e_0, à la courbure de la fonction $I = f(e)$ au voisinage de l'axe de x. C'est évidemment pour la même raison que les résultats obtenus sont si incertains quand on supprime la force électromotrice E.

Les essais faits avec le pont de Wheatstone, dont nous parlerons plus

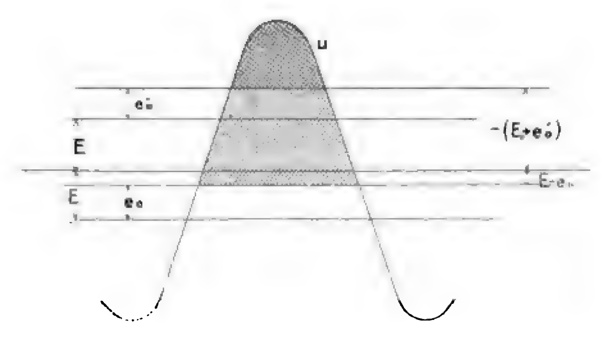


Fig. 11.

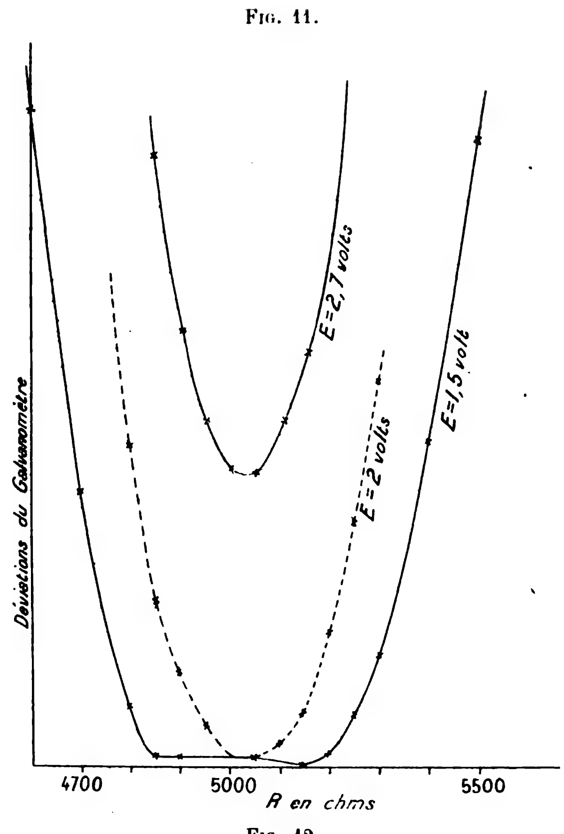


Fig. 12.

bas, confirment ce que nous venons de dire de l'intérêt qu'il y a à

faire $E > e_0$. Lorsque, dans un pont de Wheatstone, on dérègle l'équilibre d'une petite quantité ΔR, on crée, entre les sommets opposés du losange schématique, une différence de potentiel sensiblement proportionnelle au déréglage $\frac{\Delta R}{R}$. La *fig.* 12 indique les résultats obtenus dans la mesure d'une résistance de 5.000 ohms environ, avec des bras de proportion égaux et ayant 1.000 ohms chacun. Au sommet du pont était appliquée une différence de potentiel de 110 volts, 42 périodes par seconde. Le détecteur était symétrique, formé de deux électrodes en fil de platine de $0^{mm},1$; il était en série avec un galvanomètre sensible et une pile. Les déviations du galvanomètre sont portées en abscisses et les résistances en ordonnées. On voit qu'avec une pile de $1^{volt},5$, la déviation ne change pas sensiblement tant que la résistance R du rhéostat varie entre 4.850 ohms et 5.200 ohms. Quand la force électromotrice E est portée à 2 volts, la courbe devient plus aiguë, le minimum se précise, et enfin, avec $2^{volts},7$, le galvanomètre accuse toujours un courant, mais la courbe fait un coude plus aigu. La précision de la mesure a donc augmenté avec E, puisque la même variation d'intensité dans le galvanomètre correspond à une plus petite variation de R.

Pratiquement, dès que la force électromotrice E est telle que le galvanomètre employé dévie franchement avant que l'on fasse agir le courant alternatif, il n'y a aucun avantage à augmenter cette valeur.

Le détecteur électrolytique fournit donc un moyen très commode pour déceler de très petites différences de potentiel alternatives, et MM. Ferrié et Carpentier ont pensé à l'appliquer dans toutes les *méthodes de réduction à zéro* où l'emploi des courants alternatifs ou périodiques est imposé : résistances polarisables, petites self-inductions, petites capacités, etc.

IV. La boîte pour la mesure de la résistance des électrolytes, représentée par la *fig.* 13, est une première application des principes ci-dessus.

La boîte est à contacts glissants, elle est montée suivant le schéma du pont de Wheatstone. Un des bras de proportion est formé par une résistance de 1.000 ohms et l'autre par trois résistances de 100, 1.000 et 10.000 ohms, que l'on peut mettre en circuit à l'aide de la manette gauche de l'appareil. La simple manœuvre de cette manette permet ainsi d'obtenir les rapports $\frac{1}{10}$, 1 et 10. Étant donnée l'application

particulière de cette boîte, il n'est pas utile de donner à la troisième branche du pont des résistances très faibles ni très élevées ; c'est pourquoi celles-ci ont été réduites à 10 bobines de 10 ohms, 10 de 100 et 5 de 1.000 ohms. Ainsi constituée, cette boîte permet donc de mesurer des résistances comprises entre $\frac{1}{10}$ de 10 ohms ou 1 ohm et 10 fois 5.000 ohms ou 50.000.

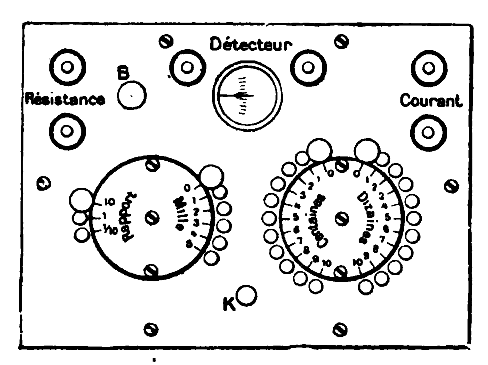


FIG. 13.

Le galvanomètre est contenu dans la boîte : c'est un galvanomètre à cadre mobile, monté sur pivots, semblable, comme construction, aux ampèremètres et voltmètres industriels, mais plus sensible, puisqu'un degré de déviation correspond seulement à 10 microampères. Ce galvanomètre permet d'apprécier des variations d'intensité de 2 à 3 microampères. Un bouton de réglage permet de faire varier le zéro du galvanomètre.

Le détecteur et la pile auxiliaire sont réunis dans une petite boîte séparée, munie de deux bornes destinées à être reliées aux bornes « détecteur » de la boîte de résistance. Le détecteur lui-même est semblable à ceux que le capitaine Ferrié emploie pour la télégraphie sans fil, mais les électrodes sont en fil plus gros, afin d'éviter qu'un courant un peu trop intense vienne à les brûler. En effet, lorsqu'on applique à ces instruments un voltage un peu élevé, ils agissent comme des interrupteurs Wehnelt, et l'anode peut fondre. La pile auxiliaire est formée par deux petits éléments secs.

Cette boîte peut être employée comme un pont ordinaire, en reliant les bornes « courant » à une pile et en mettant les bornes « détecteur » en court-circuit.

Pour la mesure des électrolytes, il faut employer un courant alternatif fourni par une bobine d'induction ou pris sur un réseau d'éclairage. L'emploi des courants alternatifs industriels est très recommandable, car ils possèdent une régularité et une symétrie que l'on ne peut pas espérer obtenir avec une bobine d'induction.

La fermeture du courant sur le pont se fait à l'aide d'une clef à deux contacts successifs manœuvrée par le petit bouton d'ivoire placé entre les deux cadrans. En appuyant légèrement sur ce bouton, on ferme le circuit sur une résistance de 10.000 ohms placée en série avec le pont de Wheatstone et, lorsqu'on est arrivé à connaître l'ordre de grandeur de la résistance à mesurer, on appuie plus fortement, la résistance de 10.000 ohms est mise en court-circuit et l'on obtient plus de sensibilité.

La manœuvre est exactement la même qu'avec les boîtes ordinaires, sauf cette différence que l'on observe un minimum de déviation et non un zéro. Lorsqu'on est arrivé à ce minimum, on cherche les valeurs des résistances pour lesquelles la déviation augmente nettement et la moyenne donne la valeur vraie. En *encadrant* ainsi le minimum, on obtient des résultats concordants à moins de 1 0/0 près dans toute l'étendue des mesures.

Avec cet appareil, comme avec la méthode de Kohlrausch, la certitude d'avoir atteint la valeur d'équilibre réelle repose sur la perception d'une petite variation de minimum; mais, tandis que, dans le pont de Kohlrausch, cette perception *auditive* est rendue difficile par la présence des harmoniques du courant principal, qui font que la hauteur du son change lorsqu'on passe d'une valeur trop faible à une valeur trop forte, on obtient, par l'emploi des détecteurs, une observation *visuelle* qui permet de se rendre compte plus aisément de la grandeur des déviations.

ANNALEN DER PHYSIK ;

T. XIX, n° 3 ; 1906.

RAIMUND NIMFUEHR. — Ein neues Verfahren zur photographischen Fixierung der Aufzeichnungen von Stimmgabeln, der Fallkörper von Fallmaschinen, von Meteorographen, etc. (Nouveau procédé d'enregistrement photographique des mouvements de diapasons, des mobiles de machines pour la chute des corps, de météorographes, etc.). — P. 647-648.

On enfume avec précaution une feuille de papier ordinaire à la celloïdine (si l'opération a été bien faite, le papier lavé dans un courant d'eau doit être uniformément blanc); elle est alors assez peu sensible pour qu'on puisse la manipuler en plein jour. Après l'expérience, on expose le papier pendant quelque temps au soleil ou on éclaire les courbes au grand jour, on frotte avec un tampon d'ouate, dans l'eau, de manière à éliminer complètement le noir de fumée, on plonge dans l'hyposulfite, on lave à grande eau, et on traite comme une photocopie ordinaire. Les lignes, d'un brun noir sur fond blanc, sont très fines et apparaissent avec tous leurs détails.

N° 4 ; 1906.

R. LINDEMANN. — Ueber lichtelektrische Photometrie und über die Natur der lichtelektrisch wirksamen Strahlung des Kohlenbogens (Photométrie photoélectrique et nature du rayonnement photoélectrique de l'arc au charbon). — P. 807-840.

L'auteur a répété avec des charbons homogènes les expériences d'Hallwachs sur des charbons à mèche [1]. L'arc produit par un courant continu entre deux charbons dont le positif était constamment en haut était parfaitement centré ; sa longueur était déterminée par une mesure faite sur une image agrandie par projection, la différence de potentiel entre les pointes des charbons (tension entre électrodes, P) était déduite de la connaissance du voltage aux bornes de la lampe et de la lecture d'un voltmètre placé en dérivation entre les charbons, auxquels il était relié par

---

[1] *Ann. d. Phys.*, t. XIII, p. 38 : 1904 ; et *J. de Phys.*, 4e série, t. III, p. 373 ; 1904. — Voir aussi *Phys. Zeitschr.*, t. V, p. 489 ; 1904 ; et *J. de Phys.*, 4e série, t. IV, p. 120 ; 1905.

des pinces d'acier enveloppées de feuilles de platine. On mesurait l'intensité I du rayonnement photoélectrique (ou intensité lumineuse) en observant le temps nécessaire pour faire passer d'une valeur définie à une autre également définie le potentiel d'un électroscope relié à un élément normal à plaque d'oxyde de cuivre. On a trouvé que : 1° à intensité de courant constante, l'intensité lumineuse est proportionnelle à la longueur l de l'arc ;

2° La tension P est liée à l par la relation :

$$P = P_0 + Al - Bl^2,$$

et non par une relation linéaire, comme on l'avait annoncé pour des arcs plus courts ; P_0, tension limite, n'est pas constante, mais a semblé augmenter avec i ;

3° La valeur de I, toujours supérieure à celle que donnent des charbons à mèche dans les mêmes conditions, peut être représentée par la formule empirique :

$$10^3 I = i(ai + b)(P - P_0) + ci(P - P_0)^3,$$

où a, b, c représentent trois constantes dont les valeurs numériques ne conviennent naturellement qu'aux charbons homogènes employés.

Mais les expériences ont une portée plus générale. On a reconnu en effet que le rapport des intensités du courant photoélectrique i' correspondant à des intensités lumineuses déterminées reste sensiblement le même quand on fait varier la nature de la plaque sensible et quand on interpose entre l'arc et la cellule des absorbants agissant dans des régions spectrales différentes, comme le quartz et le gypse. On est ainsi conduit à admettre que le spectre est complètement formé dès que l'arc est stable, et que même une augmentation de l'intensité du courant n'y modifie pas la distribution de l'énergie, c'est-à-dire que la température de l'arc est constante.

Enfin, l'intensité i' est liée à la fois à l'intensité lumineuse I et à la différence de potentiel V entre la plaque et la toile de la cellule, mais d'une manière indépendante :

$$i' = f_1(I) \times f_2(V).$$

On doit conclure qu'avec les charbons homogènes comme avec les charbons à mèche, c'est l'arc lui-même qui émet les radiations actives.

Une projection agrandie de l'arc le montre formé de deux noyaux

bleu foncé, adhérant aux charbons, entourés d'une auréole vert blanchâtre (zone de combustion) et séparés par un intervalle assez grand avec des charbons à mèche, beaucoup plus faible avec des charbons homogènes. En recevant sur la cellule les radiations émises uniquement par une tranche transversale très étroite de l'arc, on a constaté que les noyaux seuls ont un rayonnement actif, et que deux tranches égales rayonnent à peu près également. Ces noyaux sont les parties de l'arc qui, d'après Lenard [1], émettent les bandes du cyanogène et du charbon.

On est conduit à attribuer le rayonnement photoélectrique à la vapeur de carbone à très haute température; l'intensité de ce rayonnement sera donc fonction de la masse de vapeur existant dans l'arc, et de sa température. Cela explique l'accroissement de cette intensité quand on augmente l'énergie électrique; sa constance pour des tranches d'égale hauteur avec des charbons homogènes (c'est-à-dire sa relation de proportionnalité avec la longueur de l'arc); sa moindre valeur dans le cas des charbons à mèche, qui émettent des vapeurs métalliques conductrices augmentant la longueur de l'arc correspondant à une tension donnée et exigeant une moindre dépense d'énergie électrique. Avec les charbons de Bremer, dont la mèche est beaucoup plus riche en composés métalliques, le rayonnement à égalité de valeur de $P - P_0$ et i est inférieur à celui des charbons homogènes; mais, à égalité de valeur de P et de i, il lui est supérieur, ce qui s'explique par une moindre teneur de l'arc en carbone, une température moins élevée, mais une intervention des métaux dans le rayonnement.

Malgré la difficulté de maintenir un arc stable avec anode métallique et cathode en charbon, une expérience faite sur le zinc a accusé une intensité considérable.

L'auteur a pu mesurer l'absorption dans l'arc, en plaçant devant la lampe L (à charbon homogène) un second arc A dont chaque charbon projetait sur un écran blanc deux ombres, l'une relative au cratère, et l'autre à la plage lumineuse cathodique; on disposait entre les pointes des ombres intérieures une petite ouverture percée dans l'écran et contre laquelle était appliquée la cellule; on recevait sur l'ouverture d'abord la lumière de L seule, puis la lumière de A, puis les deux. On a trouvé que A absorbait environ 20 0/0 de l'émission

---

(1) *Ann. d. Phys*, t. XI, p. 636; 1903; — et *J. de Phys.*, 4e série, t. II, p. 823; 1903.

de L, aussi bien avec mèche que sans mèche. L'auréole, peu émissive, est donc aussi très peu absorbante.

B. WALTER. — Ueber das Spektrum des elektrischen Hochspannungslichtbogens (Sur le spectre de l'arc électrique à haute tension). — P. 874-876.

Eder[1], étudiant avec un spectrographe à optique de quartz la flamme d'un mélange AzH^3 et H brûlant dans un courant d'oxygène, a obtenu, après une pose de six à douze heures, des bandes caractéristiques ayant chacune *deux* têtes, et qu'il attribue à l'ammoniac.

L'auteur a obtenu ces mêmes bandes (sauf deux dont la structure est tout à fait différente) en une minute au moyen d'un arc à haute tension tel qu'on peut l'avoir, par exemple, avec une bobine munie d'un interrupteur Wehnelt. On les retrouve très intenses dans l'étincelle ordinaire, non condensée, jaillissant dans l'air; leurs têtes, du côté du rouge, sont :

$$\lambda = 2718{,}3\ (U_1\mathring{A});\ 2594{,}7;\ 2478;\ 2370{,}7;\ 2271;\ 2157.$$

Elles doivent caractériser un oxyde de l'azote et non l'ammoniac, dont la formation dans ces conditions est plus que douteuse.

P. LUGOL.

PHILOSOPHICAL MAGAZINE;

Tome XI; année 1906, 1er semestre.

GUNDRY. — On the asymmetrical action of an alternating current on a polarizable electrode (Sur l'effet dissymétrique d'un courant alternatif sur une électrode polarisable). — P. 329.

L'attention a été appelée, dans ces dernières années, sur l'action exercée par les courants alternatifs sur les électrodes polarisables, à la suite de l'introduction dans la technique de la télégraphie sans fil du dispositif appelé « détecteur électrolytique ». Ce dispositif, qui a été plusieurs fois réinventé et revendiqué, paraît devoir être

---

(1) *Wien. Ber.*, t. V. ; 3 novembre 1892. — Voir aussi EDER et VALENTA, *Beiträge zur Photochemie und Spektralanalyse*, Wien, 1904, p. 32-43.

attribué à Schlömilch et avoir été appliqué tout d'abord par Fessenden.

Fessenden expliquait le phénomène de la variation de résistance du détecteur électrolytique par un effet thermique au contact de l'électrode ténue et du liquide. Les expériences de Reich, Rothmund et Lessing ont montré que cette explication n'est pas acceptable et qu'il a produit une véritable dépolarisation sous l'action des ondes électriques.

Conformément à la théorie osmotique de la polarisation, un courant sinusoïdal, en agissant sur une électrode polarisable, donne lieu à une dissymétrie qui se traduit par un courant continu et prend l'apparence d'un effet de « cohérence ».

La relation de Nernst :

$$E = \frac{R\theta}{n} L \frac{c_0}{c}.$$

met cette dissymétrie en évidence (E, force électromotrice de polarisation ; c_0 et c, concentrations respectives des ions au voisinage de la grande et de la petite électrode ; θ, température absolue ; R, constante des gaz ; n, valence de l'ion considéré).

Quand c oscille symétriquement autour d'une valeur moyenne, la forme de la fonction logarithmique montre que E prend des valeurs inégales.

L'expérience confirme ces conclusions et montre, conformément à la théorie, que le courant continu satisfait à la relation :

$$\frac{NI}{i_0^2} = C^{te}$$

(I, intensité du courant continu ; i_0, amplitude du courant alternatif de fréquence N).

La même relation subsiste dans le cas où l'électrolyte est constitué par un mélange de sels.

Néanmoins, quand le courant est très faible, la relation prend la forme :

$$\frac{I}{i_0^2} = C^{te}$$

et le phénomène devient indépendant de la fréquence (c'est le cas examiné par Krüger).

Avec des électrodes de platine et pour des courants de haute fréquence, la valeur du courant continu varie beaucoup moins avec la fréquence qu'avec des électrodes de mercure.

John MORROW. — On the lateral vibration of loaded and unloaded bars (Sur les vibrations transversales des verges avec ou sans surcharges). — P. 355.

Application à un certain nombre de cas nouveaux de la méthode de calcul donnée précédemment par l'auteur [1].

Des relations de la même forme sont applicables aux barres surchargées, savoir :

$$N = \frac{1}{2\pi}\sqrt{-\frac{y''_a}{y_a}}, \qquad -\frac{y''_a}{y_a} = \beta\,\frac{EI}{\rho\omega l^4}$$

(N, fréquence de la vibration ; y_a, déplacement d'un point donné A de la verge ; E, module d'élasticité ; I, moment d'inertie de la section droite par rapport à la fibre neutre) ;

$$y''_a = \frac{d^2y_a}{dx^2}.$$

Le coefficient numérique β est calculé pour les différentes positions de la surcharge sur la verge, et pour des rapports de la masse de la surcharge à la masse de la barre variant de 0 à 1.

Ces valeurs de β sont données graphiquement par des courbes.

P. CHATTOCK. — On a non-leaking glass tap (Sur un robinet de verre hermétique). — P. 379.

L'obturation est obtenue à l'aide de mercure contenu dans le tournant du robinet, qui est creux.

Le mercure a pour objet d'empêcher les fuites de gaz par les conduites mêmes du robinet, l'obturation vis-à-vis de l'extérieur se trouvant réalisée par le rodage du boisseau.

R. Ludwig MOND et Meyer WILDERMAN. — A new improved type of chronograph (Un nouveau modèle de chronographe perfectionné). — P. 393.

Le principe essentiel sur lequel repose l'instrument consiste à

---

[1] *Ph. Mag.*, X, p. 130 ; juillet 1905 ; — *J. de Phys.*, ce vol. p., 425.

substituer à l'entraînement d'un lourd tambour, de moment d'inertie notable, celui d'un bras léger qui porte le levier inscripteur.

Il devient ainsi possible de réaliser des vitesses assez grandes avec un tambour de grand diamètre (60 centimètres, par exemple), car le tambour est fixe, et le système mobile a une inertie très faible.

Le mémoire donne la description détaillée des différentes pièces de l'appareil.

DAVID OWEN. — The comparison of electric fields by means of an oscillation electric needle (Comparaison de champs électriqués au moyen des oscillations d'une aiguille électrisée). — P. 402.

Une courte aiguille conductrice cylindrique mobile autour de son centre dans un champ uniforme d'intensité F se charge par induction électrostatique et s'oriente parallèlement aux lignes de force du champ.

Si l'aiguille, supposée suspendue à un fil sans torsion, est écartée de cette position d'équilibre d'un angle θ, elle se trouve soumise à un couple $aF^2 \sin 2\theta$.

Pour des valeurs suffisamment faibles de θ, le rapport

$$\frac{\text{Couple}}{\text{Déplacement angulaire}} = 2aF^2 = C^{te}.$$

Les oscillations de l'aiguille sont isochrones, et la période est donnée par la relation :

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{I}{2aF^2}}$$

(I, moment d'inertie de l'aiguille).

On peut écrire plus simplement, en posant

$$N = \frac{1}{T},$$

a étant une constante :

$$N = aF.$$

La proportionnalité de la fréquence des oscillations au champ se vérifie très exactement quand l'aiguille conserve une position invariable par rapport aux conducteurs qui produisent le champ.

Il n'en est plus de même, en général, si l'on déplace l'aiguille

dans le champ, à cause de la distorsion produite dans les lignes de force par la présence de l'aiguille.

Ainsi, pour une aiguille d'aluminium de $1^{cm},5$ de longueur, suspendue par un fil de quartz entre deux plateaux métalliques parallèles maintenus à une différence de potentiel constante, le produit Nd (N, fréquence des oscillations ; d, distance des plateaux) ne devient constant qu'à partir d'une valeur de la distance d supérieure à $4^{cm},5$, c'est-à-dire à 3 fois la longueur de l'aiguille. Bien que l'effet perturbateur puisse être rendu négligeable dans un grand nombre de cas en faisant usage d'une aiguille suffisamment courte, l'emploi de l'aiguille pour explorer le champ dans le voisinage d'un conducteur ne peut guère donner que des renseignements qualitatifs.

Si l'aiguille demeure dans la même position par rapport au champ, la mesure de la durée des oscillations peut être utilisée pour comparer des potentiels. La valeur de la tension mesurable n'est limitée que par la difficulté de compter le nombre des oscillations de l'aiguille.

H. MORRIS-AIRBY. — On the resolving power of spectroscopes (Sur le pouvoir séparateur des spectroscopes). — P. 414.

Rayleigh a montré que, si l'on se sert d'une fente infiniment étroite, le pouvoir séparateur d'un réseau dépend seulement du nombre total des fentes du réseau utilisé. En pratique, on fait usage d'une fente collimatrice relativement large, de sorte que le pouvoir séparateur théorique est loin d'être réalisé.

Schuster a examiné le cas d'une fente de largeur finie. Si un pinceau, qui contient deux radiations homogènes dont la différence de longueur d'onde est $d\lambda$, tombe sur la fente d'un spectroscope, la condition de séparation des lignes correspondantes est :

$$\frac{d\lambda}{\lambda} = \frac{2\lambda + a\psi}{R\lambda};$$

a est la largeur de la fente ; R, le pouvoir séparateur théorique défini par Rayleigh, et ψ, l'angle sous-tendu par la lentille collimatrice vue de la fente.

Cette expression ne contient en apparence aucun facteur qui

dépende de la position même du réseau ou du prisme. Des considérations simples montrent cependant que la pureté devient plus grande quand l'incidence du faisceau que reçoit le réseau augmente.

Si l'on désigne par Φ l'angle d'incidence, et par θ l'angle du faisceau diffracté avec la normale au réseau, on a :

$$e(\sin\Phi - \sin\theta) = \pm n\frac{\lambda}{2} \qquad (e \text{ largeur du réseau}),$$

$$d\theta = \frac{\cos\Phi}{\cos\theta}\,d\Phi \qquad \text{et} \qquad \frac{d\theta}{d\lambda} = \frac{n}{2e\cos\theta}.$$

La valeur $d\theta$ peut être rendue aussi faible qu'on le désire, en accroissant celle de Φ. Quand on reçoit le faisceau diffracté dans la lunette, tout se passe comme si la fente du collimateur était très étroite.

$\frac{d\Phi}{d\theta}$ se trouve aussi augmenté, de sorte que l'effet total d'accroissement de l'angle Φ est d'accroître la pureté du spectre. Si l'on considère au contraire l'angle ψ qui entre dans la formule de Schuster, on peut dire que plus l'angle ψ est petit, plus grande est la pureté. En réduisant la valeur de l'angle ψ, on peut atteindre un pouvoir séparateur élevé, même avec une fente large.

L'expérience confirme cette manière de voir. On trouve par exemple qu'avec un réseau de Thorp de 1.300 à 1.400 traits, il est possible de séparer aisément les deux composantes de la raie D de Na, même si la fente a 1/2 centimètre de largeur, en ayant soin de prendre une valeur suffisante de Φ.

F. HORTON. — The electrical conductivity of metallic oxides
(La conductivité électrique des oxydes métalliques). — P. 505.

Le point intéressant dans la question de la conductivité des oxydes est de savoir de quelle manière se fait le transport du courant. Nernst a admis que la conductivité des oxydes est électrolytique en s'appuyant sur les faits suivants : 1° altération de composition chimique constatée dans certains cas, principalement au voisinage de l'anode ou de la cathode ; 2° plus grande valeur de la conductivité pour un mélange d'oxydes que pour les oxydes pris séparément.

L'auteur arrive à des conclusions différentes et démontre que la conductivité des oxydes est métallique.

Il fait remarquer que le signe du coefficient de température ne peut être pris comme critérium de la conductivité métallique ou électrolytique et cite de nombreux cas où les règles que l'on pourrait en déduire se trouveraient manifestement en défaut.

L'accroissement de conductivité des oxydes avec la température est considérable, et, bien que l'on constate également un accroissement notable de conductivité dans le cas des sels en fusion (cas où la conductivité est certainement électrolytique), les variations obtenues ne sont pas du même ordre de grandeur. On constate, par exemple, qu'en élevant la température de la chaux de 760° à 1.460°, on rend sa résistance 1 million de fois plus petite.

Un tel accroissement de conductance ne peut être interprété par une variation de mobilité d'ions électrolytiques. La seule explication possible est que le courant est dû au flux de corpuscules chargés négativement, émis en nombre d'autant plus considérable que la température est plus haute.

La conductivité serait de la même nature que celle d'un métal. Wehnelt a montré — en se servant d'oxydes métalliques comme cathodes dans des tubes à vide — que le nombre des corpuscules émis allait en croissant rapidement avec l'élévation de température.

Les valeurs trouvées dans le présent travail s'accordent parfaitement à celles qui ont été données par Wehnelt et peuvent être reliées par les mêmes formules.

L'auteur trouve que le courant de polarisation, absolument nul avec certains oxydes (comme l'oxyde de cuivre, par exemple), ne constitue jamais qu'une fraction très faible du courant total. Il explique la variation de composition chimique au voisinage des électrodes par une action directe exercée à haute température par les oxydes (chaux et baryte notamment) sur le platine des électrodes.

Quant à la valeur plus élevée de la conductivité des mélanges, elle peut être aisément interprétée dans l'hypothèse de dissociation atomique, c'est-à-dire d'émission de corpuscules négatifs.

P.-S. BARLOW. — The osmotic pressures of alcoholic solutions (Les pressions osmotiques des solutions alcooliques). — P. 595.

L'auteur a cherché à réaliser, pour d'autres solvants que l'eau, une membrane semi-perméable analogue à la membrane de Traube, que

l'on obtient en précipitant du ferrocyanure de cuivre dans les interstices d'une plaque poreuse.

La membrane au ferrocyanure de cuivre ne peut être utilisée avec les solutions alcooliques. Les moindres différences dans la préparation de la substance colloïdale modifient complètement son mode d'action sur les liqueurs alcooliques. Diverses membranes animales (des vessies notamment) se montrent meilleures, mais encore très imparfaites. La seule membrane semi-perméable qui donne des résultats constants est une feuille de gutta-percha.

L'auteur employait des solutions alcooliques de chlorure de lithium ou de camphre.

Les valeurs des pressions osmotiques fournies par l'observation sont beaucoup plus faibles que celles que l'on peut calculer théoriquement à l'aide des relations de Van't Hoff.

Mais la pression osmotique va en croissant avec la concentration (conformément aux résultats obtenus par Pfeffer pour les solutions aqueuses). Cet accroissement n'est pas exactement proportionnel, ce qui peut être interprété par l'effet exercé par la membrane sur le solvant.

Les courbes obtenues ont une allure générale qui cadre avec la théorie, mais indiquent que le phénomène présente une complexité beaucoup plus grande que celle qui lui est communément attribuée.

J.-A. FLEMING. — The construction and use of oscillation valves for rectifying high-frequency electric currents (Construction et emploi de soupapes pour redresser les courants de haute fréquence). — P. 659.

Si l'on applique une force électromotrice à un circuit dont les extrémités sont reliées, d'une part au filament d'une lampe à incandescence en activité, d'autre part à une électrode parasite isolée et pénétrant à l'intérieur de l'ampoule, il n'y a passage de courant que dans un seul sens.

La « conductibilité unilatérale » que signale l'auteur est due à « l'effet Edison », et résulte de l'émission de corpuscules négatifs par le filament incandescent.

Le dispositif adopté par Fleming consiste à entourer la boucle du filament d'une électrode cylindrique en nickel. Le courant n'est pas absolument réduit à zéro dans un sens, mais on obtient un pouvoir rectificateur de 90 0/0.

L'effet se produit aussi bien avec les courants de haute fréquence qu'avec les courants alternatifs de basse fréquence. Aussi peut-on utiliser le dispositif comme détecteur d'ondes électriques et, en particulier, en faire usage comme récepteur dans la télégraphie sans fil, en l'associant à un galvanomètre sensible.

Bien que les filaments enduits d'oxydes (tels que ceux qui sont employés dans les lampes au tantale, à la zircone...) puissent être portés à une température plus élevée que les filaments de carbone et donner naissance à un flux d'ions négatifs plus considérable, leur emploi ne paraît pas présenter d'avantage marqué, tout au moins au point de vue du pouvoir rectificateur.

L'auteur s'est servi du dispositif pour étudier l'effet qui résulte de l'emploi de sphères de différents métaux à l'éclateur d'un oscillateur hertzien. En employant successivement des sphères de fer, de laiton et de zinc, on obtenait des déviations galvanométriques respectivement égales à 40, 50 et 70 divisions, pour une même distance explosive. Avec des éclateurs en charbon, l'effet est encore plus considérable. Bien qu'il y ait quelque réserve à faire sur l'interprétation de M. Fleming, qui attribue le fait à la diminution d'amortissement, le résultat mérite attention.

G.-B. DYKE. — On the use of the cymometer for the determination of resonance curves (Application du cymomètre à la détermination des courbes de résonance). — P. 665.

Le *cymomètre* de Fleming est un ondemètre, c'est-à-dire un résonateur que l'on accorde avec le système dont on recherche la période en en faisant varier les constantes. En l'espèce, le cymomètre est constitué par un long solénoïde de fil isolé, à tours jointifs, enroulé sur un noyau cylindrique d'ébonite. Un pareil système se comporte pour les vibrations électriques comme un conducteur filiforme de même longueur que le noyau et présentant par unité de longueur une inductance et une capacité sensiblement constantes. De même que dans un conducteur filiforme, on peut faire apparaître aisément des ondes stationnaires le long du solénoïde, mais la vitesse apparente de propagation, comptée selon l'axe, dépend de la self-induction et de la capacité par unité de longueur, et prend une valeur notablement inférieure à la vitesse de la lumière.

On fait varier la longueur du solénoïde pour le mettre en réso-

nance avec le système étudié et l'on mesure la longueur d'onde de l'oscillation en déterminant la longueur des internœuds.

Dans l'appareil de Fleming, les nœuds et ventres de tension sont décelés par la luminescence d'un tube à vide (à néon) que l'on déplace le long du solénoïde.

Pour pouvoir utiliser l'appareil au tracé de la courbe de résonance, M. Dyke a substitué à l'observation de la luminescence celle des indications d'un détecteur thermique intercalé dans le circuit même du résonateur. Ce détecteur thermique est constitué par un fil métallique fin en contact avec une pince thermo-électrique. L'appareil ainsi transformé est susceptible de donner des indications quantitatives, et devient tout à fait analogue au dispositif (résonateur fermé et bolomètre) que nous avons antérieurement employé pour opérer des déterminations d'amortissements [1].

On doit noter toutefois que le tracé de la courbe de résonance suppose que l'on fasse varier uniquement la période de l'un des systèmes. Dans le cas présent, le changement de la longueur du solénoïde entraîne une variation simultanée de la période et du décrément, de sorte que l'on paraît s'écarter davantage des conditions théoriques qu'avec le dispositif que nous avons adopté.

M. Dyke donne de nombreux exemples de l'application de la méthode des courbes de résonance à la détermination des amortissements (notamment dans le cas des systèmes couplés), et montre les services qu'elle est appelée à rendre dans la technique de la télégraphie sans fil. Nous nous associons d'autant plus volontiers à ses conclusions que nous avons été l'un des premiers à la préconiser.

E.-S. JOHONNOTT. — The black spot in thin liquid films (La tache noire dans les lames liquides minces). — P. 746.

Dans un travail précédent, l'auteur a montré que la tache noire présente en réalité deux formes. La première, qui correspondrait à une épaisseur comprise entre 40 μμ et 12 μμ (μμ, micro-millimètres), se transforme spontanément en la seconde forme quand l'atmosphère de l'enceinte n'est pas saturée. Cette seconde forme a une épaisseur notablement plus petite.

On produit de grands changements dans le caractère de ces lames

[1] C. Tissot, thèse de doctorat, 1905. — *Ann. de Phys. et Chim.*, 8e série, t. VII, p. 446.

minces en faisant varier la pression dans le milieu gazeux dans lequel elles sont plongées.

Un brusque accroissement de pression est accompagné d'un amincissement immédiat de la pellicule qui passe de la première forme à la seconde; une diminution de pression produit l'effet inverse.

Ces effets s'expliquent aisément par les variations de tension maxima qui accompagnent les transformations adiabatiques.

L'auteur a repris les mesures des épaisseurs en opérant avec un interféromètre de Michelson.

Afin d'obtenir une épaisseur mesurable avec une certaine approximation, on superposait dans une même enceinte 221 lames parallèles (pellicules formées à l'aide d'une solution d'oléate de soude pur sur des cadres de fils de verre).

Les nouvelles mesures ont confirmé les résultats déjà obtenus pour les épaisseurs. L'épaisseur limite de la première pellicule à tache sombre est de 12 $\mu\mu$, et l'épaisseur moyenne qui correspond à la seconde tache sombre est de 6 $\mu\mu$ environ.

La persistance des lames à tache noire à l'épaisseur limite et la tendance qu'elles accusent à prendre rapidement cet état paraît indiquer qu'elles présentent une épaisseur tout à fait uniforme.

On a évalué la valeur de la tension superficielle en employant la méthode de Sondhaus, qui consiste à équilibrer sur le fléau d'une balance sensible la traction exercée par la surface pelliculaire cylindrique (limite d'une caténoïde) que l'on obtient en soulevant un anneau de fil de verre préalablement posé sur la solution.

Les résultats indiquent que la discontinuité dans les épaisseurs qui correspondent aux deux formes ne se traduit en apparence par aucune discontinuité dans les valeurs des tensions superficielles.

W. WOOD. — Fluorescence and Lambert's law (La fluorescence et la loi de Lambert). — P. 782.

La loi du cosinus qui s'applique au rayonnement d'une surface solide ou liquide incandescente, ne s'applique pas aux gaz transparents, aux flammes, par exemple. L'émission des rayons X n'obéit pas non plus à la loi du cosinus. Un fait analogue se produit dans le cas du rayonnement d'une surface fluorescente. Si l'on éclaire à l'aide d'une étincelle produite entre électrodes de cadmium, c'est-à-dire riche en rayons ultra-violets, une solution de fluorescéine, on

constate que l'éclat intrinsèque est plus grand sous une grande incidence que selon la normale.

L'auteur a opéré des mesures photométriques en utilisant, comme surface fluorescente, la surface même d'un prisme de crown. La teinte bleue de la fluorescence peut être très exactement reproduite en tamisant un faisceau de lumière blanche à travers un verre de cobalt superposé à une feuille de gélatine colorée au bleu d'aniline.

Les intensités respectives de la lumière émise sous différentes obliquités s'obtiennent par comparaison avec l'intensité du faisceau incident tamisé, convenablement modifiée par passage dans deux nicols successifs.

La courbe que l'on obtient en portant en abscisses les obliquités et en ordonnées les intensités lumineuses (valeurs corrigées de la réfraction dans le verre du prisme) coïncide exactement avec celle que l'on a si l'on suppose le rayonnement de chaque molécule fluorescente indépendant de la direction (dans le verre).

Dans ces conditions, l'éclat de la surface deviendrait deux fois plus grand pour une réduction de moitié de l'aire apparente.

L'effet très différent qui se produit en apparence — notamment la diminution marquée de la fluorescence sous l'incidence rasante — tient uniquement à la réfraction.

Rutherford a récemment montré que l'intensité du rayonnement d'une surface plane radio-active est indépendante de la direction (comme dans le cas de l'émission des rayons X). En recouvrant les parois d'un prisme d'une couche mince de matière radio active et en le disposant sur une plaque sensible, on obtient des figures étoilées qui coïncident exactement avec celles qui résulteraient de l'émission théorique supposée.

Des figures absolument identiques peuvent être obtenues en saupoudrant de petits cubes de poudres phosphorescentes, à condition de prendre soin que les grains lumineux se trouvent répartis à des distances notablement supérieures à leur diamètre moyen.

Dans les mêmes conditions, un cylindre revêtu d'une couche de matière phosphorescente paraît plus lumineux sur les bords qu'au milieu.

La loi du cosinus s'applique au contraire quand les particules lumineuses sont très rapprochées.

Ces expériences montrent quelle est alors la signification de la loi du cosinus. Elle résulte de ce que les particules rayonnantes se com-

portent mutuellement comme des écrans pour les particules immédiatement voisines.

La réfraction seule suffit aussi pour en rendre compte dans le cas des milieux transparents.

A. ANDERSON. — Note on the focometry of concave lenses and convex mirrors (Note sur la mesure des distances focales des lentilles concaves et des miroirs convexes). — P. 789.

La méthode consiste à associer un miroir concave à la lentille concave, et une lentille convergente au miroir convexe dont on cherche à déterminer les foyers.

Dans le premier cas, par exemple, si l'on dispose l'expérience de manière à ce qu'un point objet placé sur l'axe principal coïncide avec son image dans le système lentille-miroir, le faisceau émergent de la lentille a pour sommet le centre du miroir.

D'où un moyen simple d'obtenir la distance focale cherchée.

CAMPBELL SWINTON. — An experiment with the electric arc (Une expérience avec l'arc électrique). — P. 829.

L'auteur a exécuté avec l'arc électrique une expérience tout à fait analogue à l'expérience classique de Jean Perrin, sur le transport de charges négatives par les rayons cathodiques.

L'un des charbons de l'arc est creux et porte un petit trou selon l'axe. Ce trou se trouve disposé devant l'ouverture d'un petit cylindre de Faraday (en laiton) qui est logé dans l'intérieur du charbon et soigneusement isolé de lui.

Si l'on réunit le cylindre et le charbon aux quadrants d'un électromètre, on trouve que le cylindre prend une charge de même signe que l'électrode opposée à celle qui porte le cylindre.

Le phénomène se produit à la pression atmosphérique, mais plus aisément dans un vide partiel.

L'auteur a cherché si l'on pouvait mettre en évidence, dans l'arc, quelque effet analogue à celui qui a été montré par Lenard quand les rayons cathodiques traversent une feuille mince d'aluminium.

La disposition de l'expérience est la même que précédemment, seulement l'ouverture du cylindre de Faraday placé dans le charbon creux se trouve obturée par une feuille mince d'aluminium. Des pré-

cautions particulières doivent être prises pour éviter la fusion du diaphragme d'aluminium, qui est supporté par un tube métallique auxiliaire séparé du charbon par une lame d'air.

Tant que la feuille d'aluminium demeure intacte, le cylindre de Faraday ne prend aucune charge.

Il en prend une, au contraire, si l'on remplace la feuille mince d'aluminium par une toile métallique à mailles serrées.

C. Tissot.

REVUE DES TRAVAUX ITALIENS.

R. NASINI. — Ricerche sopra le sostanze radioattive in relazione colla presenza dell' elio (Recherches sur les substances radioactives en relation avec la présence de l'hélium). — *Rendic. dei Lincei*, 1904, fasc. 8, p. 367.

L'auteur et ses assistants ont étudié la radioactivité des boues d'Abano. Le sulfate et le chlorure de baryum, à peine séparés de ces boues, ont une radioactivité faible, mais qui devient notable, quand on les abandonne plusieurs jours. Les expériences montrent sans aucun doute que la radioactivité est due à la présence du radium. Le gaz dégagé par les soffioni a aussi une radioactivité notable ainsi que les émanations des roches environnantes et les boues des lagoni.

R. NASINI et F. ANDERLINI. — Esame spettroscopico col metodo del Bunsen di prodotti vulcanici (Examen spectroscopique, par la méthode de Bunsen, des produits volcaniques). — *Rendic. dei Lincei*, 1904, fasc. 8, p. 368.

Les auteurs étudient au spectroscope, en les mettant dans la flamme d'un Bunsen à l'aide d'un fil de platine, des incrustations recueillies dans les crevasses du Vésuve. Leur but était de retrouver la raie D_3 de l'hélium, observée par Palmieri; ils n'ont pu y parvenir. Ils ont essayé des minéraux où a été rencontré l'hélium, soit avec la flamme du Bunsen, soit avec l'étincelle électrique, et ils n'ont jamais trouvé une raie de l'hélium. Ils ont cherché de même sans succès les raies de l'hydrogène dans la flamme oxyhydrique, dans l'hydrogène naissant donné par les hydrures, etc. Ils concluent que les spectres caractéristiques des gaz ne peuvent pas apparaître dans les flammes dans les conditions ordinaires.

C. BONACINI. — Sull' origine dell' energia emessa dai corpi radioattivi (Sur l'origine de l'énergie émise par les corps radioactifs). — *Rendic. dei Lincei*. 1904, fasc. 9, p. 466.

L'auteur cherche à vérifier l'hypothèse d'après laquelle les corps radioactifs seraient simplement des transformateurs d'une énergie radiante, se propageant en tous lieux, et qu'ils pourraient absorber. Son idée est de comparer l'activité d'un corps radioactif dans les conditions ordinaires et son activité quand il est entouré complètement par un corps qu'on suppose opaque aux radiations les plus pénétrantes. Il décrit les expériences qu'il a entreprises : ses résultats ont toujours été négatifs, et il n'a pu constater aucune différence.

D. PACINI. — Intorno alla elettrizzazione prodotta per gorgoglio d'aria in acqua impura per sostanze diverse (Sur l'électrisation produite par barbotement d'air dans de l'eau rendue impure par des substances diverses). — *Rendic. dei Lincei*, 1904, fasc. 10, p. 559, et fasc. 11, p. 617.

M. J.-J. Thomson avait étudié le développement d'électricité par la chute d'un liquide à travers un gaz, avait pris des solutions diverses et avait déduit trois types de courbes représentant l'allure du phénomène en fonction de la concentration des solutions. Dans son premier mémoire, M. Pacini étudie l'électrisation produite par le barbotement de l'air dans des solutions de matières colorantes. Il prépare d'abord soigneusement de l'eau pure, fait des solutions étendues de ces matières, et les ajoute goutte à goutte à de l'eau pure contenue dans l'appareil de mesure; pour toute augmentation de la concentration, il mesure l'augmentation de potentiel due au barbotement d'air pur et sec pendant une minute. Il étudie un certain nombre de dérivés nitrés, des dérivés du triphénylméthane, des colorants azoïques, etc. Les substances se rangent en deux groupes : celles pour lesquelles il y a changement du signe de l'électrisation de l'eau, quand on augmente la concentration, et celles pour lesquelles il n'y a pas changement de signe; cette distinction coïncide avec celle qu'on peut faire au point de vue chimique, les substances du premier groupe ayant toutes un caractère acide et celles du second groupe un caractère basique.

Dans le second mémoire, l'auteur étudie la relation entre l'électrisation par barbotement d'air pendant une minute et la résistance

du liquide obtenu en ajoutant à de l'eau pure des traces d'acide sulfurique ou des traces d'eau ordinaire. Dans les deux cas, l'électrisation par barbotement d'air va en diminuant régulièrement avec la résistance du liquide.

T. MARTINI. — Sulle varie ipotesi intese a spiegare l'effetto Pouillet : calore svolto nel bagnare le polveri e i corpi porosi (Sur les hypothèses variées tendant à expliquer l'effet Pouillet : chaleur développée dans l'humectation des poudres et des corps poreux). — *Reale Istituto Veneto*, t. LXIII ; 24 avril 1904.

Pouillet a découvert qu'en mouillant un corps en poudre avec un liquide qui n'a pas d'action chimique sur lui, il y a dégagement de chaleur. Le phénomène a été beaucoup étudié depuis : M. Martini fait d'abord l'étude historique et critique complète des travaux qui s'y rapportent ; puis il discute les hypothèses émises pour expliquer le phénomène, savoir une action chimique, ou une action mécanique due à l'effet d'une brusque compression, ou une action capillaire, ou enfin un changement d'état dans le liquide absorbé. Il s'étend surtout sur la troisième hypothèse, développée par M. Parks [1] à propos de la silice; enfin il développe sa propre hypothèse justement dans le cas de la silice.

La silice précipitée donne avec l'eau plusieurs hydrates instables, où l'eau est fixée avec une force plus ou moins grande ; ces hydrates contiennent l'eau à un état différent de celui qu'elle a quand elle mouille simplement un corps comme le quartz ou le verre. La chaleur spécifique de l'eau qui fait partie de ces hydrates ne peut être regardée comme égale à 1, mais elle a la valeur 0,5 pour l'eau fixée avec le plus de force, et pour le reste de l'eau combinée elle croît jusqu'à reprendre la valeur 1 pour la portion de l'eau qui humecte simplement l'hydrate silicique comme elle humecterait le quartz ou le verre. On peut donc faire entrer dans l'ordre des phénomènes chimiques la chaleur développée par la silice humectée d'eau.

Les mêmes phénomènes sont présentés par des silicates, spécialement le silicate de magnésie, et par les charbons végétaux ou le noir animal.

Il y a des cas pour lesquels on ne peut parler d'action chimique ;

---

[1] Voir la bibliographie du sujet dans l'analyse du mémoire de M. Parks, *J. de Phys.*, 4e sér., I, p. 833; 1902; — et voir l'analyse des travaux précédents de M. Martini, *J. de Phys.*, 3e sér., VI, p. 448 ; 1897 ; VII, p. 524 et 752 ; 1899 ; 4e sér., III, p. 87; 1904.

mais on connaît des phénomènes, qui ne sont pas d'ordre chimique à proprement parler, et qui produisent des changements de température : dans la dissolution, le corps dissous devient liquide et la température s'abaisse. Si on admet ici que le liquide prend, au sein de la poudre, l'état solide, on expliquera facilement le dégagement de chaleur obtenu par l'humectation : le liquide ainsi disséminé dans le solide prend un état inverse de celui d'un solide qui se dissout dans un liquide ; donc, dans cette espèce de « solution renversée », la chaleur d'humectation est le phénomène inverse du refroidissement observé dans la solution ordinaire ; il y a donc des corps doués d'un pouvoir hygrophile, qui serait le contraire du pouvoir dissolvant.

G. ZAMBIASI. — Sullo svolgimento storico-critico dei principii e criteri seguiti nel dare base scientifica alla musica (Sur le développement historique et critique des principes et critères employés pour donner une base scientifique à la musique). — *Atti del Congresso internazionale di scienze storiche*, vol. VIII ; Rome, 1903.

L'objet de cette étude est de montrer comment, par la considération du développement historique de l'art musical, on peut trouver un juste critérium pour une conception scientifique de cet art. L'auteur recherche dans la période antique, dans la période médiévale et dans la période moderne comment l'art musical fut conçu, et quelle forme il reçut du génie, comment il fut formulé par la théorie, et comment il fut défini par la science.

G. ZAMBIASI. — Un capitolo di acustica musicale (Un chapitre d'acoustique musicale). — *Nuovo Cimento*, 5ᵉ série, vol. IX ; avril 1905.

Si l'application à la musique des théories de l'acoustique n'a pas paru satisfaisante à tout le monde, cela doit être attribué au manque d'unité dans les théories, qui confondent des phénomènes fondamentaux et des phénomènes secondaires. L'auteur étudie les vibrations et leur composition en se basant sur des faits expérimentaux dérivés de l'essence même de ces vibrations, et non sur des phénomènes secondaires. Il considère les sons simples, les intervalles et les accords comme trois phénomènes périodiques différents, auxquels correspondent des sensations caractéristiques différentes. Il montre que les phénomènes des battements, des sons résultants de tout ordre, des harmoniques, etc., ne sont que les conséquences de la

composition des vibrations ; ce sont des phénomènes secondaires qui accentuent le phénomène principal et lui donnent une physionomie propre. Il indique le principe expérimental qui permet de relier ces phénomènes à la théorie exposée : toute variation périodique des sons qui satisfont aux conditions auditives de l'oreille peut être l'origine d'une sensation sonore. La superposition des harmoniques au son fondamental n'est qu'un cas particulier de composition de mouvements vibratoires ; mais l'oreille ne distingue l'harmonique que lorsqu'il a une intensité plus grande que le son fondamental.

G. ROSSI et O. SCARPA. — Sulla viscosita di alcuni colloidi inorganici (Sur la viscosité de quelques colloïdes inorganiques). — *Archivio di Fisiologia*, Florence, vol. II, janvier 1905.

Les auteurs ont étudié les trois colloïdes obtenus en précipitant la solution d'acétate ferrique soit par l'acide nitrique, soit par le chlorure de potassium, soit en la chauffant simplement à 110° ; on a ainsi des précipités d'hydrate ferrique. Ils en ont mesuré les viscosités, en étudiant les durées d'écoulement d'un volume déterminé de liquide à travers un tube capillaire horizontal sous une pression constante. La durée d'écoulement augmente avec le nombre des passages du liquide dans le tube capillaire ; la durée d'écoulement pour un mélange de colloïdes peut être inférieure à la moyenne de celles des composants, bien qu'ils soient tous deux électro-positifs. L'addition de corps non électrolysables (glucose) donne un minimum pour la viscosité exprimée en fonction de la concentration en glucose.

O. SCARPA. — Una semplice disposizione per le osservazioni ultra microscopiche e alame esperienze sulle soluzioni colloidali e i loro coaguli (Une disposition simple pour les observations ultra-microscopiques, et quelques expériences sur les solutions colloïdes et leurs précipités coagulés). — *Archivio di Fisiologia*, Florence, vol. II, mars 1905.

L'auteur décrit une disposition pour les observations des colloïdes avec les méthodes ultra-microscopiques, disposition basée sur la méthode de MM. Cotton et Mouton. Il a étudié ainsi un grand nombre de solutions colloïdales inorganiques ; il décrit les aspects et les colorations obtenus.

G. TROVATO-CASTORINA. — Studio sulla radioattivita di prodotti vulcanici Etnei (Etude sur la radioactivité des produits volcaniques de l'Etna). — Sulla radioattivita delle roccie dell' Etna (Sur la radioactivité des roches de l'Etna). — *Accademia Gioenia di Scienze naturali in Catania;* janvier et mai 1905.

A la suite des travaux d'Elster et Geitel sur diverses espèces de terres et avec un appareil analogue, l'auteur étudie la radioactivité des terres de diverses natures et des diverses parties de la Sicile, et, d'une façon toute spéciale, des régions entourant l'Etna. Il trouve que les terres volcaniques présentent une radioactivité évidente, tandis que la radioactivité des laves et des roches est très faible. On peut ranger les produits par ordre d'activité croissante : laves et roches, sables, tufs, argiles, boues, terres végétales, pouzzolanes. La substance radioactive est irrégulièrement distribuée dans les terrains les plus actifs. — L'échauffement, les actions chimiques, l'imbibition d'eau ont une action sur l'activité des terres végétales.

T. GODLEWSKI. — Sur la dissociation des électrolytes dans les solutions alcooliques. — *Bull. de l'Académ. des Sc. de Cracovie ;* juin 1904.

Les travaux antérieurs, faits sur des électrolytes forts dissous dans l'alcool éthylique ou sur des solutions alcooliques concentrées, avaient fait penser que la loi de dilution d'Ostwald ne leur est pas applicable; mais précisément dans ce cas elle ne s'applique pas non plus aux solutions aqueuses.

M. Godlewski étudie l'état de dissociation des électrolytes faibles (acides organiques) dissous dans l'alcool absolu ou mélangé d'eau, en mesurant la conductibilité électrique.

1° Pour les solutions dans l'alcool absolu, il calcule la conductibilité maxima μ_∞, la conductibilité moléculaire μ à la température de 18°, le degré de dissociation

$$a = \frac{\mu}{\mu_\infty}.$$

enfin la constante de dissociation K tirée de l'équation d'Ostwald simplifiée :

$$\frac{\mu^2}{v} = \mu_\infty^2 \cdot K,$$

où v est le volume (en litres) correspondant à une molécule-gramme de l'acide. Pour les huit acides organiques étudiés, la constance du nombre $\frac{\mu^2}{v}$ est très nette, de sorte que la loi d'Ostwald est parfaitement applicable. — L'ordre dans lequel se suivent les acides faibles quant à la grandeur de la conductibilité moléculaire pour les dilutions finies est différent pour les solutions alcooliques et pour les solutions aqueuses; de même pour l'ordre des constantes de dissociation.

2° Pour les solutions dans les mélanges d'alcool éthylique et d'eau, la courbe représentant les conductibilités maxima en fonction du tant pour cent d'alcool passe vers 70-80 0/0 par un minimum. La loi d'Ostwald est toujours vérifiée ; la constante de dissociation diminue quand la proportion d'alcool augmente, d'abord très lentement, puis à la fin extrêmement vite.

Enfin M. Godlewski a étudié les solutions d'acide acétique dans l'alcool amylique : la conductibilité moléculaire diminue quand la dilution croît, jusqu'à être minima à la concentration 0,5. La constante diélectrique de la solution augmente toujours pour les dilutions croissantes.

Charles Touren.

IL NUOVO CIMENTO ;

5e série, t. VIII ; 2e semestre 1904 (*suite*).

A. AMERIO. — Nuove ricerche sulla legge di Draper (Nouvelles recherches sur la loi de Draper). — P. 313.

Draper a énoncé la loi suivante : tous les corps solides et probablement aussi les métaux fondus deviennent lumineux à la même température, qui est environ 525°. C. Kirchhoff a trouvé dans cette loi un appui pour sa théorie sur la relation entre le pouvoir absorbant et le pouvoir émissif. — L'auteur rappelle et critique les expériences faites sur la loi de Draper, puis il en reprend l'étude expérimentale; il arrive aux résultats suivants : la loi de Draper n'est pas valable; les corps deviennent visibles à une température d'autant plus petite que leur pouvoir émissif est plus grand. Puisque le

pouvoir émissif d'un corps dépend de la température des corps ambiants, mais que la variation de ce pouvoir est insensible jusqu'à 300°, on peut dire que les températures précédemment trouvées sont celles où les métaux deviennent lumineux dans un espace libre. Les expériences démontrent enfin que, dès qu'un corps devient lumineux, dans son spectre existent des radiations de la partie visible.

A. GARBASSO. — Le scariche oscillanti nei sistemi di conduttori complessi e la teoria elettromagnetica dell' analisi spettrale (Les décharges oscillantes dans les systèmes de conducteurs complexes et la théorie électromagnétique de l'analyse spectrale). — Deux mémoires, p. 344 et 393.

M. Garbasso se propose d'exposer une théorie générale électromagnétique de l'analyse spectrale, en la rattachant au problème des décharges oscillantes dans un conducteur complexe ou un système de conducteurs complexes, dans l'ordre d'idées qu'il a déjà exposé [1]. Les deux mémoires actuels ne contiennent que les trois premiers chapitres de cet exposé, qui comprendra cinq chapitres. Dans le chapitre I, il établit certaines formules symboliques qui permettent d'intégrer immédiatement des systèmes de cette nature. Dans le chapitre II, il résout le problème des décharges dans un circuit complexe. Dans le chapitre III, il rappelle les expériences de M. Cardani et, pour donner un exemple complet de la méthode, il étudie les lois suivant lesquelles la charge possédée par une capacité passe dans le sol par deux fils parallèles. Le chapitre IV contiendra la théorie générale des oscillations électriques dans un système de conducteurs complexes. Enfin, dans le chapitre V, il étudiera le phénomène de l'émission de la lumière ; il donnera une théorie simple des modifications produites dans le spectre par les variations de la température et de la pression, de l'existence des spectres propres des corps composés et de l'absorption différente des molécules isomères ; il terminera par l'étude de la structure des atomes matériels.

---

[1] *J. de Phys.*, 4e sér., t. IV, pp. 818, 819, 820 ; 1905.

C. GNESOTTO et G. CRESTANI. — Sul potere rotatorio specifico della nicotina sciolta in miscugli di acqua et di alcool etilico (Sur le pouvoir rotatoire spécifique de la nicotine dissoute dans des mélanges d'eau et d'alcool éthylique). — P. 365.

Les auteurs ont voulu étudier le pouvoir rotatoire spécifique d'une substance optiquement active dissoute à une concentration déterminée dans un mélange homogène de deux liquides inactifs à des proportions variables, afin de suivre la variation du pouvoir rotatoire d'une même substance dans une succession de dissolvants (les divers mélanges) dont les propriétés physiques varient d'une manière continue. Ils ont pris la nicotine dissoute à concentration constante dans des mélanges variables d'eau et d'alcool.

Ils trouvent que les valeurs du pouvoir rotatoire spécifique de la nicotine dissoute dans les mélanges sont toutes inférieures à celles du pouvoir rotatoire spécifique de la même substance dans l'hypothèse que chaque composant du mélange exerce sur la substance active une action proportionnelle à sa proportion en poids dans le mélange ; les différences entre les valeurs expérimentales et les valeurs calculées dans cette hypothèse augmentent avec la quantité d'eau à partir de la solution dans l'alcool pur, arrivent à un maximum, puis donnent une courbe presque rectiligne. Peut-être y a-t-il lieu de tenir compte de l'action des hydrates d'alcool présents dans le mélange.

L. AMADUZZI. — Di alcuni fenomeni osservati nella scarica di un rochetto di Ruhmkorff (De quelques phénomènes observés dans la décharge d'une bobine de Ruhmkorff). — P. 425.

Dans le primaire de la bobine se trouvent une self-induction, un rhéostat à sulfate de cuivre et un interrupteur Wehnelt; le secondaire porte un excitateur à électrodes de formes variées. L'auteur étudie alors la variation d'aspect de la décharge quand la résistance et la self-induction du primaire varient, et surtout constate l'absence de toute décharge pour certaines valeurs déterminées de ces deux quantités.

L. PUCCIANTI. — Sulla fluorescenza del vapore di sodio (Sur la fluorescence de la vapeur de sodium). — P. 427.

Les expériences faites mettent hors de doute l'existence des raies

D_1 et D_2 dans le spectre de fluorescence de la vapeur de sodium, existence contestée par M. Wood. La lumière excitatrice de laquelle elles proviennent est justement celle des mêmes raies; mais, dans le petit intervalle spectral occupé par elles, la lumière d'une certaine longueur d'onde peut exciter aussi l'émission de lumières de longueurs d'onde différentes.

A. POCHETTINO. — Sulla catodo-luminescenza dei cristalli (Sur la luminescence cathodique des cristaux). — P. 438.

Chaque minéral capable de devenir lumineux sous l'influence des rayons cathodiques émet une lumière d'une couleur caractéristique, laquelle, pour les minéraux appartenant à la même espèce, est indépendante de la couleur naturelle du cristal étudié; la durée de cette luminescence, après que les rayons cathodiques ont cessé, est variable; elle n'est complètement polarisée dans aucun des corps étudiés; l'orientation du plan de polarisation est aussi variable.

Une anisotropie produite artificiellement dans un corps amorphe amène une polarisation partielle de sa luminescence cathodique.

P. GAMBA. — Influenza del modo di procedere nella deformazione sulle proprietà elastiche nel marmo (Influence du mode de production de la déformation sur les propriétés élastiques du marbre). — P. 446.

L'auteur a été conduit, par ses recherches précédentes [1], à penser que la déformation moyenne du marbre varie avec la manière dont on le déforme. Il applique successivement à la même lame, en la ramenant chaque fois à l'état initial, un poids, puis des fractions de ce poids successivement à intervalles donnés, de manière que l'action de ces poids fractionnaires et celle du poids maximum aient la même durée. Il trouve que les déformations obtenues varient avec la manière dont sont appliquées les forces agissantes; elles augmentent quand on fractionne le poids maximum.

Charles TOUREN.

---

[1] *J. de Phys.*, 3e sér., t. VIII, p. 693; 1899 et t. IX, p. 106; 1900.

NOVEMBRE 1906.

TABLE DES MATIÈRES

NOVEMBRE 1900.

(Voir la suite à la page 3.)

Tours. — Imprimerie Deslis Frères.

Le Gérant : [illegible].

Ce Recueil paraît chaque mois.

JOURNAL

DE PHYSIQUE

THÉORIQUE ET APPLIQUÉE,

fondé

Par J.-Ch. d'ALMEIDA

et publié par

MM. E. BOUTY, G. LIPPMANN, E. MASCART,
H. POINCARÉ,

et

MM. B. BRUNHES, M. LAMOTTE et G. SAGNAC,
adjoints à la rédaction,

avec la collaboration

D'UN GRAND NOMBRE DE PROFESSEURS ET DE PHYSICIENS.

QUATRIÈME SÉRIE.
TOME V. — DÉCEMBRE 1906.
(Clos le 15 Novembre.)

PARIS,
AU BUREAU DU JOURNAL DE PHYSIQUE,
87, BOULEVARD ARAGO, 87.

Tout ce qui concerne la rédaction doit être adressé à M. Lucien Poincaré, [illegible], rue de Rennes, à Paris [illegible].

Tout ce qui concerne l'administration, [illegible] abonnements [illegible], doit être adressé à M. Sandoz, boulevard Arago, 87, à Paris [illegible].

[illegible]

TABLE DES MATIÈRES.

NOVEMBRE 1906.

Paris. — Imprimerie [illegible].

[illegible]

Ce Recueil paraît chaque mois.

JOURNAL
DE PHYSIQUE
THÉORIQUE ET APPLIQUÉE,

fondé

Par J.-Ch. D'ALMEIDA

et publié par

MM. E. BOUTY, G. LIPPMANN, E. MASCART,
H. POINCARÉ,

et

MM. B. BRUNHES, M. LAMOTTE et G. SAGNAC,
adjoints à la direction,

avec la collaboration

D'UN GRAND NOMBRE DE PROFESSEURS ET DE PHYSICIENS.

QUATRIÈME SÉRIE.

TOME V. — DÉCEMBRE 1906.

(Clos le 15 Novembre.)

PARIS,
AU BUREAU DU JOURNAL DE PHYSIQUE,
[illegible], BOULEVARD ARAGO [illegible]

[illegible]

[illegible]

DÉCEMBRE 190[illegible]

[illegible]

SUR LES FRANGES DE RÉFLEXION DES LAMES ARGENTÉES;

Par M. MAURICE HAMY (1).

J'ai été amené à m'occuper des franges de réflexion des lames argentées à l'occasion d'un travail qui m'a été proposé autrefois par Tisserand à l'Observatoire. Il s'agissait d'étudier, avec un degré de précision dépassant ce que l'on avait fait antérieurement, le micromètre d'un instrument destiné à la détermination de la variation des latitudes. J'adoptai, pour faire cette étude, l'idée de mesurer, par voie interférentielle, les déplacements d'un petit miroir argenté fixé au chariot du micromètre, en appliquant la méthode des excédents fractionnaires, imaginée par M. Michelson, pour trouver le numéro d'ordre des franges sans avoir besoin de les compter une à une.

Mes recherches sont déjà anciennes, puisqu'elles sont contemporaines des premiers travaux de MM. Pérot et Fabry sur les franges de transmission des lames argentées. Le retard que j'ai apporté à les exposer, en dehors de quelques brèves communications dans les *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, est imputable à diverses circonstances indépendantes de ma volonté. Je ne m'occuperai d'ailleurs, dans le présent travail, que de la description de ces franges et de leur théorie, laissant de côté, pour le moment, les applications que j'ai été conduit à en faire.

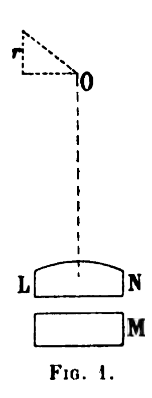


Fig. 1.

1. Les franges dont je veux parler s'obtiennent au moyen du dispositif suivant (*fig.* 1), qui rappelle celui de Fizeau.

(1) Communication faite à la Société française de Physique, séance du 2 mars 1906.

On considère un système optique composé de deux surfaces planes M et N, dont la seconde appartient à une lentille convergente L ayant un foyer en O, sur l'arête réfléchissante d'un prisme à réflexion totale r. Le plan M est argenté à fond et le plan N recouvert d'une couche d'argent transparente, plus ou moins faible suivant les cas. Ce système permet d'obtenir diverses catégories de franges.

Si l'on éclaire les surfaces réfléchissantes, en projetant une source monochromatique sur le prisme r, et que l'on limite son étendue en plaçant, près de O, un écran percé d'une ouverture plus petite que la pupille, on aperçoit des franges qui sillonnent la lentille L, en plaçant l'œil devant l'image de cette ouverture, fournie par autocollimation, près du point O. Ces franges, qui prennent naissance en inclinant un peu les plans M et N l'un sur l'autre, ne sont localisées dans aucun plan. J'en ai fait usage, dans diverses recherches, en donnant à l'ouverture, percée dans le diaphragme, la forme d'un demi-cercle centré en O et limité à l'arête réfléchissante du prisme r. Dans ces conditions, l'image réfléchie de l'ouverture est un demi-cercle composant avec le premier un cercle entier. J'ai choisi cette forme de diaphragme parce qu'elle permet de discuter complètement l'expression analytique de l'intensité des franges, quelle que soit la différence de marche, lorsque l'orientation des franges est perpendiculaire à l'arête réfléchissante du prisme r.

On obtient une seconde catégorie de franges en éclairant convenablement les faces du prisme r [1], sans interposer de diaphragme, et en amenant les surfaces réfléchissantes au parallélisme. Elles affectent, comme celles des surfaces vitreuses, la forme de demi-circonférences et sont localisées dans le plan focal passant par O. Elles s'observent avec un oculaire.

Il est nécessaire, pour obtenir l'une ou l'autre espèce de franges, d'avoir la faculté soit de donner une petite inclinaison aux plans M et N, soit de les amener au parallélisme rigoureux. Il faut aussi, pour les applications, faire varier la différence de marche. J'ai réalisé ces desiderata de la manière suivante :

Le miroir M est monté sur un chariot à coulisse qui permet de le déplacer parallèlement à lui-même, à l'aide d'une vis micrométrique. Le barillet de ce miroir porte trois vis calantes dont les

---

[1] Pratiquement, on obtient ce résultat en projetant l'image de la source sur la lentille L, au moyen d'un objectif placé contre le prisme r.

pointes sont pressées, par des ressorts, dans des crapaudines disposées sur le chariot. Ces vis servent à amener les surfaces M et N au parallélisme approché. Pour parachever le réglage, on agit sur un organe à flexion qui supporte la lentille L et qui est disposé comme je vais le dire.

Cet organe se compose de deux triangles équilatéraux égaux, découpés dans du laiton laminé et solidement réunis par des vis *v* (*fig.* 2) serrant trois cales *c* glissées entre leurs sommets.

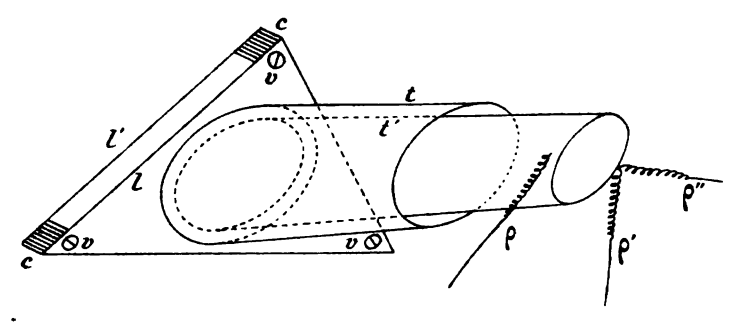


Fig. 2.

Au centre de la lame *l* est vissé un tube large et épais *t*, qui est lui-même pincé dans une mâchoire fixe très solide. Au centre de la lame *l'* est vissé un autre tube *t'*, libre à l'intérieur du premier et le dépassant un peu. C'est à l'une des extrémités de ce tube *t'*, au niveau du triangle *l'*, qu'est montée la lentille plan convexe L du système optique qui donne naissance aux franges. La face courbe de cette lentille est tournée vers l'intérieur du tube, qui est traversé par la lumière dans toute sa longueur. La seconde extrémité du tube *t'* est munie de deux ressorts ρ et ρ', agissant l'un horizontalement, l'autre verticalement. Ces ressorts sont attachés à des fils qui s'enroulent sur des petits treuils mobiles au moyen de vis tangentes. On peut, de la sorte, modifier leur tension, sans temps perdu, avec une extrême délicatesse, et faire ainsi varier, grâce à la fixité du tube *t*, l'orientation du tube *t'* et celle de la surface N, de quantités d'autant plus petites que la pièce formée par l'ensemble des deux triangles est moins flexible.

Il est important, dans les applications, de pouvoir déplacer les franges de quantités très faibles sans modifier l'orientation des plans réfléchissants. Ce résultat s'obtient en entraînant légèrement

la lentille L, parallèlement à elle-même, au moyen d'un troisième ressort ρ'', à tension variable comme les deux premiers, disposé de façon telle que la direction de la force, résultant de son action, passe par le centre du triangle l'. Cette force, transportée en ce point, peut effectivement être décomposée en deux : l'une dans le plan du triangle, qui ne joue aucun rôle, la seconde qui s'exerce normalement à ce plan et a pour effet, par raison de symétrie, de provoquer la translation que l'on veut réaliser. Pratiquement, il faut recourir à l'expérience pour donner exactement au ressort ρ'' l'orientation qu'il doit avoir (¹).

L'addition d'un tambour divisé sur la vis tangente du système tenseur du ressort ρ'', pour mesurer ses allongements, transforme ce troisième réglage en un compensateur des plus délicats et d'une extrême commodité.

2. Au début de mes recherches, je m'étais fait l'idée, *a priori*, que la surface N devait être recouverte d'une couche d'argenture très faible, pour obtenir de belles franges. J'obtins, du reste, en procédant de la sorte, des franges magnifiques ressemblant, à l'éclat près, à celles des surfaces vitreuses. Je pensais alors que les argentures, déposées sur les plans réfléchissants, renvoyaient beaucoup de lumière à l'observateur, sans exercer d'autre action ; aussi les franges de réflexion des lames argentées me semblaient-elles, à cette époque, une manifestation interférentielle aussi simple que les franges engendrées par les réflexions vitreuses.

Mes idées, sous ce rapport, se modifièrent dans la suite, en songeant aux expériences de Kundt sur les dépôts métalliques très minces. Je fus conduit à faire varier l'épaisseur de la couche d'argent déposée sur la lentille L et à étudier théoriquement les effets qui en résultent. Ces effets présentent une variété et une complexité absolument inattendues.

Kundt a montré que les dépôts métalliques transparents laissent passer la lumière, non pas comme le feraient des grillages très serrés, mais en lui faisant subir de véritables réfractions. Ces milieux sont même doués de dispersion anomale très prononcée. Dans le cas de l'argent, l'indice de réfraction est sensiblement égal à 0,27 pour la lumière blanche, en sorte que la lumière traverse ce métal quatre fois plus vite que le vide.

(¹) Lorsque l'orientation du ressort est réglée, les franges de la première catégorie conservent une distance et une direction constantes, quand on le tend plus ou moins.

Or, pour en revenir à nos franges, il est à remarquer que les faisceaux interférents sont de deux sortes. La lumière incidente donne lieu : 1° à un premier faisceau qui se réfléchit, dans le verre, sur la couche d'argent N, sans la traverser; 2° à un faisceau qui subit des réflexions multiples partielles, dans l'air, sur les plans argentés, et qui traverse deux fois la couche d'argent, déposée sur le plan N, avant de revenir à l'observateur. C'est ce passage de l'un des faisceaux seulement, à travers l'argent, qui complique singulièrement les phénomènes.

J'ai calculé l'expression de l'intensité lumineuse des franges, en tenant compte de ces remarques et en faisant intervenir les réflexions multiples sur les plans argentés. Je vais exposer les résultats auxquels je suis arrivé, en me plaçant, d'ailleurs, à un point de vue purement qualitatif.

3. *Étude des franges localisées.* — Je considérerai d'abord le cas des franges localisées dans le plan focal de la lentille L (*fig.* 1), passant par O, qui s'observent lorsque les surfaces réfléchissantes sont rigoureusement parallèles.

Désignons par γ le facteur inférieur à 1 par lequel il faut multiplier l'amplitude de la vitesse vibratoire d'une onde pour obtenir celle de cette même onde, lorsqu'elle s'est réfléchie une fois, dans l'air, sur chacun des plans M et N.

Considérons, d'autre part, une onde incidente. Une partie de cette onde se réfléchit, dans le verre, sur la surface N la seconde partie traverse cette surface.

Appelons β le facteur par lequel il faut multiplier l'amplitude de la vitesse vibratoire de la première onde partielle, prise pour unité, pour obtenir ce que devient l'amplitude de la vitesse de la seconde onde partielle, après avoir traversé le plan N dans les deux sens et s'être réfléchie une fois sur le plan M.

Appelons enfin : h, le retard que subit une onde en se réfléchissant, dans le verre, sur la surface N; h_1, le retard que subit une onde du fait de son passage, dans les deux sens, à travers la surface N; h_2, le retard que subit une onde en se réfléchissant, dans l'air, sur la surface N ; h_3, le retard que subit une onde en se réfléchissant, dans l'air, sur le plan M.

Considérons un point P de la face de sortie du prisme r (*fig.* 3), placée dans le plan focal de la lentille L, et soit i l'angle que fait, avec l'axe principal de cette lentille, la droite joignant ce point P au

centre optique S. Désignons par e la distance des surfaces M et N et posons :

$$(1)\quad h_2 + h_3 = k, \qquad h_1 - h_2 - h = l, \qquad \Delta = 2e\cos i + k.$$

Les ondes qui émanent du point P viennent converger, après autocollimation, au point P′ symétrique de P par rapport au foyer O. Cherchons l'intensité du mouvement lumineux au point P′.

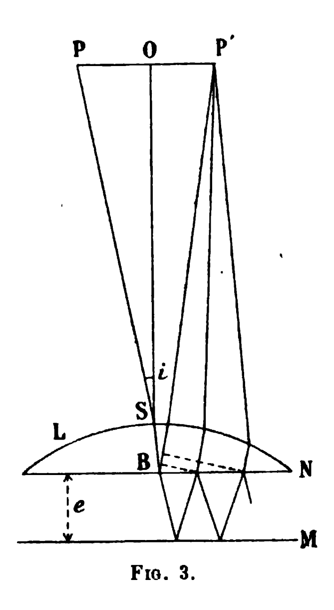


Fig. 3.

Toute onde qui émane de P se décompose en deux parties : l'une qui se réfléchit directement sur le plan N, dans le verre ; la seconde, qui pénètre entre le plan M et N, se décompose elle-même en plusieurs autres, à cause des réflexions multiples. Evaluons les différences de marche de ces dernières ondes par rapport à l'onde réfléchie directement dans le verre, sur la surface N.

La considération de la *fig.* 3 permet de voir facilement que les différences de marche, mesurées dans l'air, sont les suivantes :

Pour l'onde partielle qui arrive en P′ après s'être réfléchie une seule fois sur le plan M :

$$\Delta_1 = \Delta + l;$$

pour l'onde qui s'est réfléchie deux fois sur le plan M :

$$\Delta_2 = 2\Delta + l;$$

pour l'onde qui s'est réfléchie trois fois sur le plan M :

$$\Delta_3 = 3\Delta + l, \text{ etc.}$$

Il en résulte que, si l'on appelle

$$v = \sin 2\pi \frac{t}{T}$$

la vitesse vibratoire de l'onde réfléchie directement par la surface N dans le verre, les vitesses vibratoires des ondes partielles qui se sont réfléchies une, deux, trois, etc., fois sur le plan M, ont pour expressions :

$$v_1 = \beta \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{\Delta_1}{\lambda}\right),$$
$$v_2 = \beta\gamma \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{\Delta_2}{\lambda}\right),$$
$$v_p = \beta\gamma^{p-1} \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{\Delta_p}{\lambda}\right).$$

La vitesse V du mouvement vibratoire résultant a donc pour valeur :

$$V = \sin 2\pi \frac{t}{T} + \frac{\beta}{\gamma} \sum_1^{\infty} \gamma^q \sin 2\pi \left[\frac{t}{T} - \frac{l}{\lambda} - \frac{q\Delta}{\lambda}\right]$$

ou

$$V = \sin 2\pi \frac{t}{T} + \frac{\beta}{1 - 2\gamma \cos 2\pi \frac{\Delta}{\lambda} + \gamma^2} \left[\sin 2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{l}{\lambda} - \frac{\Delta}{\lambda}\right) - \gamma \sin 2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{l}{\lambda}\right)\right].$$

L'intensité de ce mouvement vibratoire est :

$$(2)\quad I = F(\Delta) = 1 + 2\beta \frac{\cos 2\pi\left(\frac{l}{\lambda} + \frac{\Delta}{\lambda}\right) - \gamma \cos 2\pi \frac{l}{\lambda}}{1 - 2\gamma \cos 2\pi \frac{\Delta}{\lambda} + \gamma^2} + \frac{\beta^2}{1 - 2\gamma \cos 2\pi \frac{\Delta}{\lambda} + \gamma^2}.$$

On en tire :

$$\frac{\lambda}{4\pi\beta}\left(1 - 2\gamma \cos 2\pi \frac{\Delta}{\lambda} + \gamma^2\right)^2 \frac{\partial I}{\partial \Delta}$$
$$= -\left[(1-\gamma^2) \cos 2\pi \frac{l}{\lambda} + \beta\gamma\right] \sin 2\pi \frac{\Delta}{\lambda} - (1+\gamma^2) \sin 2\pi \frac{l}{\lambda} \cos 2\pi \frac{\Delta}{\lambda} + 2\gamma \sin 2\pi \frac{l}{\lambda},$$

et pour les valeurs de Δ qui vérifient l'équation $\frac{\partial I}{\partial \Delta} = 0$:

$$\frac{\lambda^2}{8\pi^2\beta}\left(1 - 2\gamma \cos 2\pi \frac{\Delta}{\lambda} + \gamma^2\right)^2 \frac{\partial^2 I}{\partial \Delta^2}$$
$$= -\left[(1-\gamma^2) \cos 2\pi \frac{l}{\lambda} + \beta\gamma\right] \cos 2\pi \frac{\Delta}{\lambda} + (1+\gamma^2) \sin 2\pi \frac{l}{\lambda} \sin 2\pi \frac{\Delta}{\lambda}.$$

L'équation $\frac{\partial I}{\partial \Delta} = 0$ est de la forme :

$$m \sin 2\pi \frac{\Delta}{\lambda} + n \cos 2\pi \frac{\Delta}{\lambda} = p.$$

En posant :

$$\frac{n}{m} = \operatorname{tang} \varphi, \qquad \alpha = \operatorname{arc} \sin \frac{p \cos \varphi}{m},$$

α étant compris entre $-\frac{\pi}{2}$ et $+\frac{\pi}{2}$, on sait que toutes les solutions de cette équation sont données par les formules suivantes :

$$2\pi \frac{\Delta}{\lambda} + \varphi = 2N\pi + \alpha,$$

$$2\pi \frac{\Delta}{\lambda} + \varphi = (2N + 1)\pi - \alpha,$$

N désignant un entier quelconque.

On voit aisément que ces deux séries de racines sont entrecroisées, mais non équidistantes en général. On tire de ces formules :

$$\Delta = 2e \cos i + k = 2N \frac{\lambda}{2} + a,$$

$$\Delta = 2e \cos i + k = (2N + 1) \frac{\lambda}{2} + b,$$

a et b étant des quantités de l'ordre de λ, dépendant de β, l, γ, λ.

A l'une des séries de racines correspondent les maxima, à l'autre les minima. Comme Δ ne change pas, pour une même valeur de e, tant que i reste constant, il s'ensuit que les franges affectent, ainsi que nous l'avons dit en commençant, la forme d'arcs de cercle centrés sur l'axe principal de la lentille L.

Les deux séries de racines n'étant pas équidistantes en général, les franges doivent ordinairement être dissymétriques. C'est bien ce que l'expérience vérifie, quand l'argenture déposée sur le plan N est faite sans précautions particulières.

Mais il y a plusieurs cas particuliers très intéressants à considérer.

Les deux séries de racines se confondent lorsque

$$m^2 + n^2 = p^2.$$

Cette égalité exige, pour avoir lieu, que l soit un multiple impair de $\frac{\lambda}{2}$ et que $\beta = \frac{1 - \gamma^2}{\gamma}$.

Comme il n'y a aucune raison pour que ces deux conditions se trouvent satisfaites simultanément, on ne peut compter réaliser expérimentalement le cas particulier qui nous occupe. Mais s'il arrive, pour certaines argentures, que $m^2 + n^2$ s'approche notablement de p^2, les maxima et minima pourront devenir très voisins deux à deux. Cette circonstance se présente notamment si les conditions expérimentales sont telles que le coefficient de $\sin 2\pi \frac{\Delta}{\lambda}$, dans l'équation $\frac{\partial \Delta}{\partial I} = 0$, s'annule pour une valeur de γ voisine de 1. En effet, l'équation dérivée se réduit alors à :

$$\cos 2\pi \frac{\Delta}{\lambda} = \frac{2\gamma}{1 + \gamma^2},$$

et, comme le second membre est voisin de 1, les deux séries de racines sont très rapprochées. Ces franges ont un aspect très caractéristique, car il y a condensation de lumière auprès des maxima et condensation d'ombre autour des minima. Il est facile de s'en rendre compte comme il suit :

L'expression de I devient, en y remplaçant $\cos 2\pi \frac{l}{\lambda}$ par sa valeur tirée de l'équation de condition $m = 0$:

$$I = 1 + \frac{\beta^2}{1 - \gamma^2} - 2\beta \sin 2\pi \frac{l}{\lambda} \frac{\sin 2\pi \frac{\Delta}{\lambda}}{1 - 2\gamma \cos 2\pi \frac{\Delta}{\lambda} + \gamma^2}.$$

Les variations de I dépendant uniquement d'une fonction impaire de Δ, il s'ensuit immédiatement que les maxima sont symétriques des minima et inversement.

Les maxima de la fonction

$$\varphi\left(\frac{\Delta}{\lambda}\right) = \frac{\sin 2\pi \frac{\Delta}{\lambda}}{1 - 2\gamma \cos 2\pi \frac{\Delta}{\lambda} + \gamma^2},$$

pour lesquels :

$$\operatorname{tang} \pi \frac{\Delta}{\lambda} = \frac{1 - \gamma}{1 + \gamma},$$

sont égaux à $\frac{1}{1 - \gamma}$. En cherchant les valeurs de $\frac{\Delta}{\lambda}$ pour lesquelles

cette fonction prend la valeur $\frac{a}{1-\gamma^2}$, a étant une fraction plus petite que 1, on obtient une équation du second degré en $\tang \pi \frac{\Delta}{\lambda}$, qui a pour racines :

$$\tang \pi \frac{\Delta}{\lambda} = \frac{1-\gamma}{1+\gamma} \frac{1 \pm \sqrt{1-a^2}}{a}.$$

L'une de ces racines est comprise entre zéro et $\frac{1-\gamma}{1+\gamma}$, l'autre est supérieure à $\frac{1-\gamma}{1+\gamma}$, mais reste du même ordre de grandeur que ce rapport tant que a n'est pas une fraction trop petite. Par exemple, pour $a = \frac{1}{2}$, cette seconde racine est égale à 3,7 fois la valeur de $\tang \pi \frac{\Delta}{\lambda}$ qui correspond aux maxima. De là il résulte que la variation de la fonction $\varphi\left(\frac{\Delta}{\lambda}\right)$ est rapide dans le voisinage des maxima, du moment que $1-\gamma$ est une petite quantité.

L'intensité lumineuse subit donc une condensation auprès des maxima et, à cause de la symétrie dont il a été question, une condensation d'ombre auprès des minima.

L'expérience vérifie ces prévisions théoriques.

On observe, en effet, en déposant sur la surface N de la lentille L une argenture de pouvoir réflecteur voisin de 0,8 (ce qui correspond à une valeur de γ égale à 0,9 environ), que les maxima et les minima sont alors absolument collés l'un à l'autre, deux à deux. Il y a, du reste, comme le montre le calcul, une condensation très nette de lumière auprès des maxima et une condensation d'ombre auprès des minima.

Voici un autre cas, particulièrement intéressant à considérer au point de vue des applications.

Les franges, avons-nous dit, sont ordinairement dissymétriques. Les conditions expérimentales peuvent-elles devenir telles que la symétrie soit réalisée ?

Au point de vue analytique, il faut que les deux séries de racines de l'équation $\frac{\partial I}{\partial \Delta} = 0$ deviennent équidistantes, et il est aisé de se rendre compte que cette circonstance se produit quand le terme constant de

l'équation $\frac{\partial I}{\partial \Delta} = o$ se réduit à zéro, c'est-à-dire lorsque l est un multiple entier de $\frac{\lambda}{2}$.

La discussion de l'expression de l'intensité conduit à faire deux hypothèses, l pouvant être un multiple pair ou impair de $\frac{\lambda}{2}$.

Dans la première, la largeur des maxima des franges est moindre que celle des minima :

Les maxima correspondent à ... $\Delta = 2e \cos i + k = 2N \frac{\lambda}{2}$

Et les minima à................ $\Delta = 2e \cos i + k = (2N + 1) \frac{\lambda}{2}$

N désignant un entier.

Dans la seconde hypothèse, la largeur des minima est moindre que celle des maxima :

Les minima correspondent à... $\Delta = 2e \cos i + k = 2N \frac{\lambda}{2}$

Et les maxima à.............. $\Delta = 2e \cos i + k = (2N + 1) \frac{\lambda}{2}$

Les maxima dans la première hypothèse, les minima dans la seconde, sont d'ailleurs d'autant plus déliés que l'argenture de la surface N est plus réfléchissante. Cette propriété résulte de ce que, si l'on considère une valeur de Δ différant, d'une très petite quantité ε, d'une racine de $\frac{\partial I}{\partial \Delta} = o$ correspondant à un maximum, et une valeur de Δ différant également, de ε, d'une racine voisine de la première, correspondant à un minimum, le rapport :

$$\frac{\text{Variation de I dans le voisinage du maximum}}{\text{Variation de I dans le voisinage du minimum}},$$

que l'on calcule en partant de la valeur de $\frac{\partial^2 I}{\partial \Delta^2}$ donnée ci-dessus, est égal à $\left(\frac{1+\gamma}{1-\gamma}\right)^4$ lorsque l est un multiple pair de $\frac{\lambda}{2}$, et à $\left(\frac{1-\gamma}{1+\gamma}\right)^4$ dans l'hypothèse contraire.

Ces prévisions théoriques se vérifient toutes par l'expérience.

On obtient notamment des franges symétriques, dont les maxima ont à peu près les deux tiers de la largeur des minima, en donnant

à l'argenture de la lentille L un pouvoir réflecteur égal à 0,3 environ. C'est sur ces franges que je suis tombé, du premier coup, au début de mes recherches.

En donnant à l'argenture de la lentille un pouvoir réflecteur voisin de 0,5, les franges sont encore symétriques, mais les maxima n'ont plus qu'une largeur égale au dixième environ de celle des minima. Ces franges ont l'aspect de celles de MM. Pérot et Fabry et jouissent de leurs propriétés séparatrices. Etant, du reste, incomparablement plus lumineuses, elles se prêtent à l'analyse interférentielle des sources de peu d'intensité. Le dispositif qui leur donne naissance permet d'obtenir les franges sombres des raies d'absorption, comme les appareils de MM. Pérot et Fabry, ainsi que des franges de superposition.

En déposant sur la lentille L une couche d'argent de pouvoir réflecteur voisine de 0,9, on obtient encore des franges symétriques, mais à minima extrêmement déliés, ressemblant aux raies solaires fournies par un réseau de Rowland.

Ces franges ont des propriétés séparatrices encore plus accusées que celles dont nous venons de parler ; elles peuvent servir aux mêmes applications, sauf en ce qui concerne les raies d'absorption.

4. *Remarques relatives aux conditions de formation des franges.* — L'argenture du plan M doit être opaque et d'épaisseur bien uniforme ; pour l'obtenir, le procédé classique d'argenture des miroirs remplit très bien le but.

L'argenture de la face plane N de la lentille L doit avoir juste l'épaisseur voulue pour réaliser les phénomènes qui viennent d'être décrits. On y arrive avec des bains dilués ; mais il est malheureusement difficile d'indiquer d'une manière précise leur teneur en argent, leur degré de concentration changeant beaucoup avec la température [1].

---

[1] Voici quelques indications à cet égard :

1° *Argenture pour obtenir les franges symétriques ressemblant aux franges des surfaces vitreuses.* — Bain d'argenture des miroirs (sucre interverti, azotate d'argent, potasse, azotate d'ammoniaque) étendu de deux fois son volume d'eau à 18°. Suivre les progrès de l'argenture en examinant un fragment de papier blanc, en plein jour, par réflexion à travers le verre, pendant l'opération. On arrête au moment où l'image est sur le point de passer du blanc bleuâtre au blanc franc. Lorsque l'argenture est sèche, elle présente, par réflexion à travers le verre, un aspect blanc tirant un peu sur le bleu.

2° *Argenture pour obtenir les autres franges.* — On prend les trois solutions classiques d'azotate d'argent, de sucre interverti et de potasse, qui servent pour

Les sources lumineuses qui donnent les plus belles franges doivent être assez faibles, et il y a lieu en général de diminuer leur intensité. Cette réduction s'impose absolument, dans le rapport de 95/100 au moins, pour des sources aussi brillantes que l'arc au mercure, surtout quand on fait usage des franges à maxima brillants.

Enfin, l'oculaire employé doit avoir un grossissement suffisamment faible, les franges se pointant avec moins de précision quand on les agrandit au delà d'une certaine limite.

L'argenture du plan M n'exerce aucune action sur le changement d'aspect des franges. Cette surface peut donc être remplacée par un miroir taillé dans une matière quelconque, pourvu qu'il réfléchisse pratiquement la presque totalité de la lumière incidente. Cette propriété ne peut manquer de recevoir des applications dans les expériences réclamant des mesures très précises de variations de niveau de mercure. Il conviendrait, du reste, pour de semblables recherches, d'opérer loin des centres habités, afin de n'avoir pas à compter avec les trépidations du sol qui constitueraient un obstacle insurmontable à la formation des franges.

Aucune radiation connue n'étant tout à fait simple, les franges changent d'aspect au delà d'une certaine différence de marche. Elles

---

les miroirs, et on en prélève 3 volumes égaux. On mélange le sucre et la potasse et l'on verse goutte à goutte, dans la solution d'argent, une solution étendue d'ammoniaque, en s'arrêtant au moment où le précipité se redissout. On étend ensuite la solution ammoniacale d'argent de la quantité d'eau voulue pour que le bain d'argenture final soit convenablement dilué, puis on verse, en agitant rapidement, le mélange de sucre et de potasse dans le verre contenant l'argent. On transvase rapidement dans la cuvette à argenture ; on y place, sans perdre de temps, la pièce à argenter préalablement nettoyée successivement au blanc d'Espagne, à l'acide azotique et à l'eau distillée. Il convient de la déplacer horizontalement à la surface du liquide, de temps en temps, durant quelques instants, pour mélanger le bain. Elle doit plonger de 5 millimètres au moins dans le liquide, face en dessous.

Le bain est épuisé quand l'argent réduit flotte à la surface.

On obtient les franges à maxima fins symétriques en prenant 11 centimètres cubes des trois solutions et en donnant au bain un volume de 90 centimètres cubes par addition d'eau, en opérant à 20°,5. A la température de 14°,5, il ne faut plus que 6 centimètres cubes de chacune des solutions, le bain étant étendu à 90 centimètres cubes.

On obtient les franges, à minima déliés symétriques, en prenant 16 centimètres cubes de chacune des trois solutions et en étendant le bain à 90 centimètres cubes, en opérant à 15°,5. A la température de 18°,7, on obtient de bons résultats en prenant 20 centimètres cubes de chacune des trois solutions et en étendant à 90 centimètres cubes.

En prenant un bain de concentration intermédiaire, on obtient les franges à maxima et minima collés l'un à l'autre.

s'élargissent, se troublent, puis s'évanouissent d'autant plus vite, quand on accroît la distance des plans argentés, qu'elles sont plus déliées au début. Ce fait est dû aux réflexions multiples. Il arrive, en effet, un moment où certaines ondes partielles, qui se sont plusieurs fois réfléchies, acquièrent, par rapport à l'onde renvoyée directement dans le verre par la surface N, une différence de marche qui dépasse la limite d'interférence de la radiation employée. Ces ondes cessent alors d'interférer et n'interviennent plus que pour noyer de lumière le phénomène produit par les ondes partielles susceptibles de réagir encore l'une sur l'autre. L'effet perturbateur est d'autant plus accusé que les ondes réfléchies accessibles à l'expérience sont en plus grand nombre, c'est-à-dire que les franges sont plus fines.

Nous avons dit que la condition nécessaire et suffisante, pour que les franges soient symétriques, est que le paramètre l soit un multiple entier de $\frac{\lambda}{2}$. Or, l est égal au retard qu'éprouve une onde en traversant, une fois dans chaque sens, l'argenture de la surface N, diminué des retards qui s'introduisent dans la réflexion sur les deux faces de cette argenture. C'est, par conséquent, une quantité qui varie avec la longueur d'onde. Si donc la symétrie des franges existe pour une radiation, elle devrait ne plus se produire pour une autre radiation. L'expérience montre que cet effet est excessivement faible. Il faut en conclure que la variation de l est très petite et ce fait constitue une propriété curieuse de l'argent, en tant que milieu réfringent.

5. *Étude des franges non localisées.* — La théorie des franges non localisées qui s'observent en prenant comme source lumineuse un demi-cercle uniformément éclairé, de rayon R inférieur à celui de la pupille, centré sur le foyer de la lentille L, et en plaçant l'œil près du foyer de cette lentille, les surfaces réfléchissantes étant d'ailleurs légèrement inclinées, cette théorie, dis-je, est intimement liée à l'étude des variations d'intensité lumineuse qui se produisent quand, ces surfaces étant amenées au parallélisme, on fait varier leur distance e.

Pour traiter cette question, il convient de chercher quelle est l'intensité lumineuse qui paraît émaner d'un point quelconque Q (*fig.* 4), pour un observateur dont l'œil est placé comme on l'a dit ci-dessus.

L'expression de cette intensité, à un facteur constant près, est la suivante :

$$I = \int_0^{R^2} F(D)\, dt, \tag{3}$$

en faisant :

$$F(D) = 1 + 2\beta \frac{\cos 2\pi\left(\frac{l}{\lambda} + \frac{D}{\lambda}\right) - \gamma \cos 2\pi \frac{l}{\lambda}}{1 - 2\gamma \cos 2\pi \frac{D}{\lambda} + \gamma^2} + \frac{\beta^2}{1 - 2\gamma \cos 2\pi \frac{D}{\lambda} + \gamma^2},$$

et :

$$D = 2e\left(1 - \frac{t}{2f^2}\right) + k,$$

f étant la longueur focale de la lentille L, et β, γ, k des paramètres déjà définis.

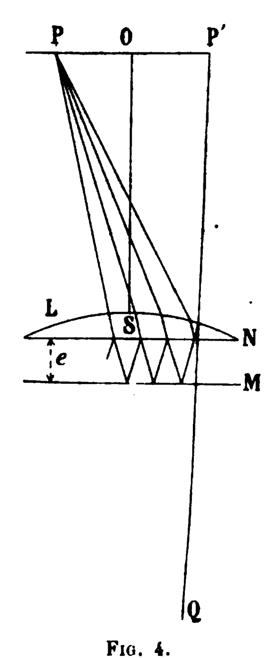


Fig. 4.

On arrive à cette expression de I en considérant les rayons émanant d'un élément de surface P de la source (*fig.* 4) et qui arrivent au point P′, symétrique de P par rapport au foyer de la lentille L, dans la direction P′Q. L'intensité lumineuse élémentaire qui en résulte en P′ s'obtient par des calculs analogues à ceux développés au paragraphe 3 (1). Comme les rayons qui émanent de points de l'ouverture

(1) Dans le cas actuel, on considère plusieurs rayons émanant du point P et qui aboutissent finalement par le même chemin en P′, tandis qu'au numéro 3 on a considéré un rayon unique partant de P et se subdivisant en plusieurs avant d'arriver en P′. Il n'en résulte aucun changement dans le calcul.

circulaire placés à la distance ρ de l'axe de la lentille L ont même incidence, les calculs se simplifient en choisissant comme élément de surface lumineuse, dans le demi-cercle éclairé, la surface comprise entre les circonférences de rayons ρ et $\rho + d\rho$, qui est proportionnelle à $d\rho^2$. En remplaçant, dans l'expression (1) de Δ donnée au paragraphe 3, $\cos i$ par $1 - \frac{\rho^2}{2f^2}$, appelant D ce que devient Δ quand on y fait $\rho^2 = t$, et faisant la somme des intensités élémentaires, en l'étendant à la demi-ouverture circulaire de rayon R, on tombe sur l'expression de I donnée ci-dessus, à un facteur constant près.

Le fait que I est indépendant de la position du point Q dans l'espace montre que le phénomène d'interférence que nous considérons n'est localisé dans aucun plan. Il est donc indépendant de la distance pour laquelle l'œil est accommodé.

Il convient, pour étudier les variations de I, de former l'équation $\frac{\partial I}{\partial e} = o$. Cette équation peut s'écrire :

$$o = \int_0^{R^2} \frac{\partial F(D)}{\partial \frac{2\pi D}{\lambda}} \left(1 - \frac{t}{2f^2}\right) dt$$

ou

$$o = \int_0^{R^2} \frac{\partial F(D)}{\partial \frac{2\pi D}{\lambda}} dt - \frac{R^4}{4f^2} A,$$

en représentant par A une valeur convenable de $\frac{\partial F(D)}{\partial \frac{2\pi D}{\lambda}}$ choisie dans le champ de l'intégration.

L'équation $\frac{\partial I}{\partial e}$ peut encore se mettre sous la forme :

$$o = \int_{D=\Delta_0}^{D=\Delta_1} \frac{\partial F(D)}{\partial 2\pi \frac{D}{\lambda}} d\, \frac{2\pi D}{\lambda} - \frac{\pi e}{\lambda} \frac{R^2}{f^2} \times \frac{R^2}{2f^2} A$$

ou

$$o = F(\Delta_1) - F(\Delta_0) - \frac{\pi e}{\lambda} \frac{R^2}{f^2} \frac{R^2}{2f^2} A,$$

en faisant :

$$\Delta_1 = 2e\left(1 - \frac{R^2}{2f^2}\right) + k,$$

(4) $$\Delta_0 = 2e + k.$$

Or A étant une quantité finie et $\frac{R^2}{f^2}$ une quantité très petite, par hypothèse, si l'on considère des valeurs de e pour lesquelles le produit $\pi \frac{e}{\lambda} \frac{R^2}{f^2}$ ne devient pas grand, on voit que l'équation $\frac{\partial I}{\partial e} = 0$ se réduit à :

$$F(\Delta_1) - F(\Delta_0) = 0,$$

à condition de négliger des quantités de l'ordre de $\frac{R^2}{f^2}$ sur les valeurs de $\frac{2\pi e}{\lambda}$ satisfaisant à cette relation.

Cette équation se décompose en deux, savoir :

$$\sin \pi \frac{\Delta_1 - \Delta_0}{\lambda} = 0.$$

$$(5) \quad \left[(1 - \gamma^2) \cos \frac{2\pi l}{\lambda} + \gamma\beta\right] \sin \pi \frac{\Delta_0 + \Delta_1}{\lambda}$$
$$+ (1 + \gamma^2) \sin 2\pi \frac{l}{\lambda} \cos \pi \frac{\Delta_0 + \Delta_1}{\lambda} - 2\gamma \sin 2\pi \frac{l}{\lambda} \cos \pi \frac{\Delta_1 - \Delta_0}{\lambda} = 0.$$

La première est vérifiée lorsque :

$$\frac{\Delta_1 - \Delta_0}{\lambda} = \frac{eR^2}{\lambda f^2} = N,$$

N étant un entier.

Une discussion approfondie montre que ces racines de $\frac{\partial I}{\partial e}$ donnent des valeurs de e pour lesquelles les variations d'intensité qui correspondent aux racines de la seconde équation disparaissent. Je n'insisterai pas sur ce point, les variations dont il s'agit n'ayant de l'intérêt, au point de vue des applications, que lorsque $\frac{eR^2}{\lambda f^2} < 1$. Je me placerai donc dans cette hypothèse dans ce qui va suivre.

Examinons d'abord le cas où $\frac{eR^2}{\lambda f^2}$ est une très petite fraction. L'expression (3) de I :

$$I = \int_0^{R^2} F(D)\, dt,$$

peut alors s'écrire :

$$I = R^2 F(D'),$$

D' étant une valeur convenable de D, choisie dans le champ de l'intégration. Or D' ne diffère pas de la valeur (4) de Δ_0, puisque $\frac{eR^2}{\lambda f^2}$ est négligeable. Il en résulte que, dans le cas particulier que nous examinons, I peut s'écrire en laissant de côté le facteur constant R^2, qui n'intervient pas dans les variations,

$$I = F(\Delta_0).$$

Si l'on remarque que Δ_0 est la valeur (1) de Δ, quand on y fait $i = o$, on voit que cette expression de l'intensité est identique à celle qui correspond au centre des franges localisées étudiées au paragraphe 3. Or on a vu, à propos de ces franges, que les variations d'intensité, de part et d'autre des maxima et minima, quand e varie, sont en général dissymétriques, sauf lorsque l'argenture transparente du plan N a certaines épaisseurs, telles que le rapport $\frac{2l}{\lambda}$ soit un nombre entier. Il en sera donc de même dans le problème qui nous occupe. De plus lorsque $\frac{2l}{\lambda}$ est un entier pair, I varie plus rapidement dans le voisinage des maxima que dans celui des minima, et le contraire se produit si $\frac{2l}{\lambda}$ est un nombre impair.

L'équation (5) se simplifie considérablement lorsque $\frac{2l}{\lambda}$ est un nombre entier, et il est aisé, dans ce cas, d'obtenir les valeurs de e correspondant aux maxima et minima de I, sans qu'il soit nécessaire de supposer, comme ci-dessus, que le rapport $\frac{e}{\lambda}\frac{R^2}{f^2}$ est une petite fraction. On a, pour toutes les valeurs de e telles que $\frac{e}{\lambda}\frac{R^2}{f^2} < 1$:

Pour les maxima. . $\quad 2e + k = 2N\frac{\lambda}{2}\left(1 + \frac{R^2}{4f^2}\right)$

Pour les minima... $\quad 2e + k = (2N+1)\frac{\lambda}{2}\left(1 + \frac{R^2}{4f^2}\right)$

si $\frac{2l}{\lambda}$ est un entier pair. C'est la première formule qui convient aux minima et la seconde aux maxima, si ce rapport est un entier impair.

Il convient de remarquer, d'après ce que l'on a dit pour établir l'équation (5), que ces formules donnent e avec une approximation de l'ordre de $\lambda\frac{R^2}{f^2}$, même si le nombre entier N est considérable.

Lorsque l n'est pas un multiple de $\frac{\lambda}{2}$, les formules

$$2e + k = 2N\frac{\lambda}{2} + a,$$
$$2e + k = (2N + 1)\frac{\lambda}{2} + b,$$

où a et b sont des quantités de l'ordre de λ dépendant de β, γ, l, λ, qui donnent les maxima et les minima au centre des franges localisées (Voir au paragraphe 3), conviennent au problème qui nous occupe, lorsque $\frac{e}{\lambda}\frac{R^2}{f^2}$ est une très petite quantité. Mais, lorsque ce rapport prend une valeur sensible, la succession des maxima et des minima se fait d'après des lois très compliquées. Ce sont alors les moyennes arithmétiques des racines consécutives de $\frac{\partial I}{\partial e}$, prises deux à deux, qui suivent une loi simple. En appelant e' une racine de la dérivée, e'' la racine qui la suit immédiatement, on a :

$$e' + e'' = N\frac{\lambda}{2}\left(1 + \frac{R^2}{4f^2}\right) + h,$$

N désignant un entier, et h une fonction, de l'ordre de λ, dépendant de tous les paramètres qui figurent dans l'expression de I, à l'exception de e.

On établit cette propriété en écrivant que l'équation (5) est vérifiée par $e = e'$ et par $e = e''$. En retranchant les deux identités obtenues membre à membre, on constate qu'il existe dans la différence un terme en $\sin \pi \frac{e' - e''}{2\lambda}\frac{R^2}{f^2}$, de l'ordre de $\frac{R^2}{f^2}$, puisque $e' - e''$ est voisin de $\frac{\lambda}{4}$. En négligeant ce terme, on obtient immédiatement la formule écrite ci-dessus, l'erreur commise sur la valeur du rapport $\frac{e' + e''}{\lambda}$ étant de l'ordre de $\frac{R^2}{f^2}$.

L'étude des franges qui prennent naissance en inclinant faiblement les surfaces argentées l'une sur l'autre résulte facilement de la théorie qui précède.

Considérons un point Q de la surface argentée N et faisons tourner ce plan, d'un angle ω de quelques secondes d'arc, autour d'une droite tracée par Q, sur sa surface, dans une direction perpendiculaire au

diamètre qui limite l'ouverture demi-circulaire par laquelle passe la lumière. Des franges rectilignes apparaissent dans une direction perpendiculaire à ce diamètre. L'intensité du mouvement lumineux qui émane de Q, même pour de grandes différences de marche, est pratiquement la même, avant et après la petite rotation du plan N. En effet, après la rotation, l'intensité devient une fonction de ω nécessairement paire, par raison de symétrie, puisque la rotation peut se faire dans un sens ou dans l'autre sans que le mouvement lumineux perçu par l'observateur soit modifié. Or l'angle ω s'introduit, dans le calcul des différences de phases, sous des signes trigonométriques qui sont multipliés par $\frac{e}{\lambda}$, e étant l'écartement des plans réfléchissants. L'erreur relative commise sur l'intensité, en négligeant $\frac{\omega^2 e}{\lambda}$, est de l'ordre de 10^{-4}, pour

$$\omega < 5'', \qquad e < 50^{\text{mm}}, \qquad \lambda = 0^{\mu},5,$$

et il en est de même pour les valeurs de $\frac{e}{\lambda}$ qui correspondent aux maxima et aux minima. Les formules fournissant les valeurs de e pour lesquelles l'intensité passe par un maximum ou un minimum, dans le cas où les plans M et N sont parallèles, conviennent donc avec un degré d'approximation de l'ordre du millième de la longueur d'onde (¹), au cas des franges rectilignes qui prennent naissance en inclinant légèrement les surfaces réfléchissantes, dans le sens qui a été défini ci-dessus.

Ces formules sont donc pratiquement aussi précises que celles qui ont été données pour les franges localisées.

Aspect des franges. — L'aspect des franges est le même que celui des franges localisées quand $\frac{eR^2}{\lambda f^2}$ est petit, mais il varie lorsque cette fraction prend une valeur sensible. Le seul résultat simple que l'on puisse énoncer, au sujet de ces variations, concerne les franges symétriques, pour les petites valeurs de $\frac{eR^2}{\lambda f^2}$, lesquelles conservent

---

(¹) Il convient de rappeler que l'on néglige aussi des quantités de l'ordre de $\frac{R^2}{f^2}$ dans les valeurs de $\frac{e}{\lambda}$ correspondant aux maxima et aux minima, mais on peut toujours s'arranger de telle sorte qu'elles soient encore plus petites.

leur symétrie, quelle que soit la valeur de e. Cette propriété résulte simplement du fait que l est alors un multiple de $\frac{\lambda}{2}$.

SUR LA RÉPARTITION DU COURANT DANS LES ACCUMULATEURS. ÉTUDES EXPÉRIMENTALES ;

Par M. U. SCHOOP [1].

Tandis que nos connaissances sur la répartition des lignes de force dans un champ magnétique et sur la distribution du courant dans les conducteurs métalliques de forme quelconque sont relativement assez étendues, nous ne savons presque rien sur la répartition du courant dans les électrolytes et sur sa distribution à la surface des électrodes.

On peut contrôler l'exactitude de cette dernière affirmation en jetant un coup d'œil sur la littérature se rapportant à ce sujet.

Je n'ai trouvé nulle part l'indication d'une méthode expérimentale quelconque applicable à l'étude de la répartition du courant dans les électrolytes. C'est ce qui m'a engagé à vous présenter celle que j'ai imaginée, et qui a du moins l'avantage d'être d'une application commode et de ne pas nécessiter un appareillage compliqué. Je l'ai employée jusqu'ici exclusivement à l'étude de la répartition du courant dans les accumulateurs, problème dont la solution peut être d'un grand secours pour perfectionner cet instrument si intéressant.

Si l'on place deux électrodes de forme quelconque dans un électrolyte et si l'on fait passer le courant, on constate, contrairement à ce que l'on pourrait croire *a priori*, que les lignes de courant ne prennent pas le chemin le plus court, c'est-à-dire la ligne droite, et qu'elles ne se trouvent pas exclusivement dans la portion d'électrolyte comprise entre les deux électrodes. *Partout où il y a de l'électrolyte, il y a des lignes de courant.*

La relation connue

$$r = \rho \frac{l}{s}$$

(dans laquelle r est la résistance, l la longueur, s la section et ρ la résistance spécifique du métal considéré) ne peut donc être applicable aux électrolytes que dans le cas seulement où le volume de

[1] Communication faite à la Société française de Physique, séance du 18 mai 1906.

liquide est limité par les électrodes, par exemple dans un cylindre dont les électrodes constitueraient les bases. Dans ce cas spécial, on peut considérer que l'électrolyte est traversé d'une façon tout à fait homogène par le courant. Pourquoi n'en est-il plus de même dans les autres cas, et pourquoi les lignes de courant, ne prenant pas le chemin le plus court, paraissent-elles déviées sous l'influence de la couche de liquide non comprise entre les électrodes? On peut expliquer le phénomène de la façon suivante : si nous assimilons les lignes de courant à des tubes conducteurs, la longueur de ceux-ci se trouve augmentée, mais leur section l'est dans la même proportion, en sorte que le nombre d'ions servant au transport du courant se trouve augmenté. Cette hypothèse se vérifie facilement par l'expérience, comme nous le verrons dans la suite.

Le problème que nous voulons résoudre au sujet de la répartition du courant dans les accumulateurs peut être divisé en deux propositions :

1° Quelle est la répartition du courant dans un électrolyte dont le volume n'est pas limité par les deux électrodes, en supposant que la chute de potentiel sur ces électrodes est nulle, c'est-à-dire que leur conductibilité est idéale?

2° Quelle est la répartition du courant sur la surface des électrodes, et dans quelle mesure peut-elle être influencée par la chute de potentiel à la surface des électrodes, la conductibilité hétérogène de l'électrolyte provenant de la différence de densité et de la dispersion des lignes de courant dans le liquide sous l'action de la portion d'électrolyte, portion que, à cause de son action, je propose d'appeler *shunt électrolytique?*

I

Je répondrai à la première proposition par l'expérience suivante, qui est très concluante : On met de l'eau acidulée dans une cuve rectangulaire très basse pour éviter les différences de densité ; deux lames sont disposées parallèlement et en regard l'une de l'autre, comme l'indique la figure (*fig.* 1), en laissant un vide d'un côté de la cuve. Ces plaques sont très légèrement formées en planté. Bien qu'elles soient déjà appuyées à la paroi sur leurs faces extérieures, il est bon de les couvrir d'un vernis isolant, afin d'éviter autant que possible toute perturbation provenant des faces externes. L'analyseur

est constitué par deux très petites plaquettes de plomb spongieux prises avantageusement dans une négative du type traction, disposées dans le même plan, à une petite distance l'une de l'autre. Elles sont reliées à un galvanomètre à l'aide de deux fils conducteurs qui passent dans un tube de verre rempli de paraffine. Les dimensions

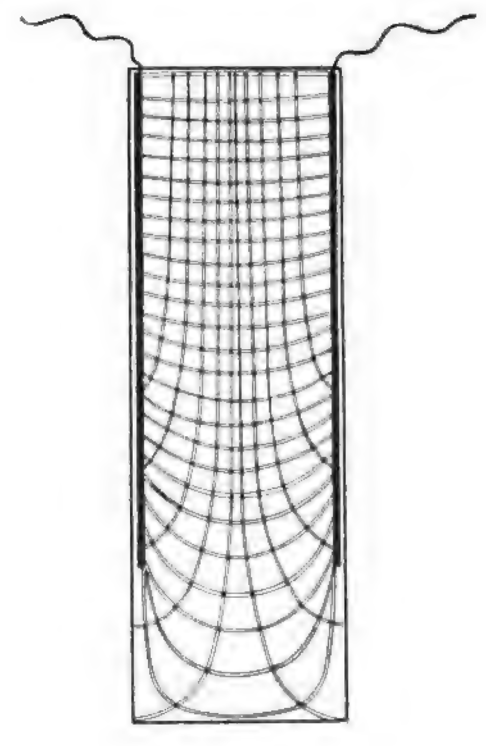


Fig. 1.

de cet appareil doivent être aussi réduites que possible, afin de ne pas apporter de perturbation dans la répartition du courant dans l'électrolyte. Si l'on introduit l'analyseur dans un endroit quelconque du liquide et qu'on le tourne jusqu'à ce que la déviation du galvanomètre soit nulle, le plan de l'appareil se trouve évidemment sur une ligne équipotentielle et, par suite, les lignes de courant lui sont perpendiculaires. Pour faire ces recherches avec quelque précision, un dispositif spécial permet de tourner l'analyseur, qui se trouve guidé dans toutes ses positions. A titre d'exemple, en déplaçant

l'appareil dans un même plan à égales distances des deux électrodes, la déviation est toujours nulle ; en répétant la même expérience en changeant seulement le rapport des distances aux électrodes, qui deviennent alors inégales, on constate que, plus on s'approche du shunt électrolytique, plus la déviation augmente, comme le montre la *fig.* 2.

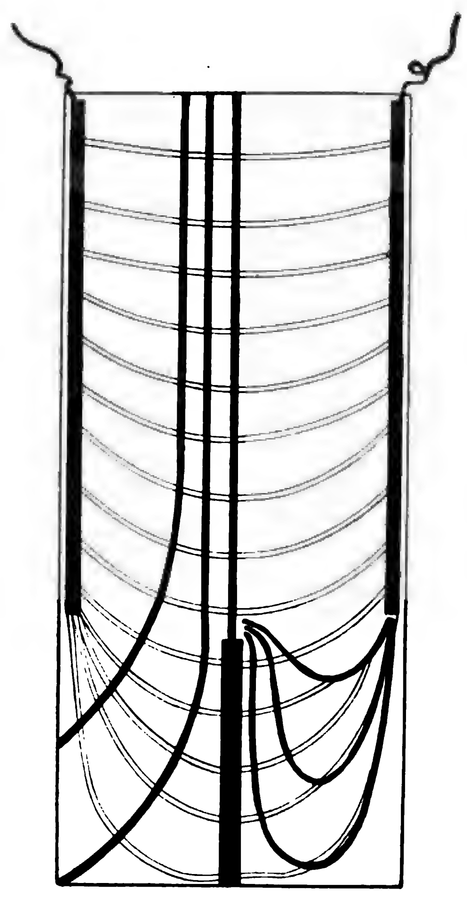


Fig. 2.

Si l'on veut éviter le dégagement gazeux qui se produit bientôt avec des plaques de plomb, on peut employer une positive et une négative normales d'accumulateur. Toutefois il ne faut pas perdre de vue qu'on n'aura plus dans ce cas la même garantie quant à la

répartition égale du courant sur la surface des électrodes, la conductibilité des matières actives étant parfois très inégale, surtout sur les négatives. L'image de la répartition du courant, en prenant comme électrodes deux plaquettes de plomb, est représentée par la *fig.* 1. Ainsi qu'il ressort de ce qui précède, cette image nous indique la répartition des lignes du courant au point de vue de leur direction, mais elle ne nous indique pas leur intensité. Comme on le voit, nous avons dans cette disposition une seule ligne droite, c'est-à-dire perpendiculaire aux électrodes, tandis que les autres prennent un chemin qui n'est pas *le plus court au point de vue géométrique, mais l'est certainement au point de vue électrique.* Quand on place une paroi isolante contre les électrodes, pour séparer le shunt électrolytique, on constate aussitôt que toutes les lignes de courant sont normales aux surfaces des électrodes.

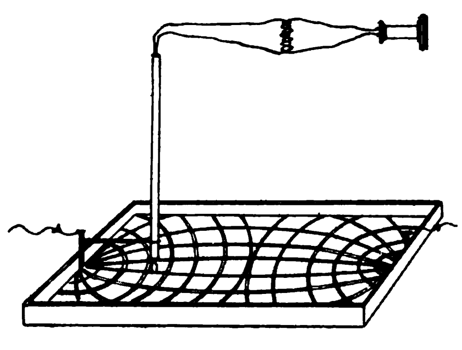


Fig. 3.

L'un des premiers essais que j'ai faits pour déterminer la répartition du courant dans l'électrolyte a été le suivant : Dans une cuvette photographique, on verse une couche de paraffine de 4 millimètres d'épaisseur environ, que l'on recouvre ensuite avec de l'eau acidulée. Deux fils de Pt recourbés et piqués dans la paraffine servent d'électrodes (*fig.* 3). Comme analyseur, j'ai employé deux fils de Pt disposés en forme de fourchette, reliés à un téléphone sensible par deux fils conducteurs passant dans un tube de verre. Au lieu de courant continu, il faut employer du courant alternatif, soit seul, soit superposé avec du courant continu. Pour chaque position de l'analyseur, si l'on enfonce l'appareil dans la paraffine au moment où il y a le minimum de bruit, on trace ainsi facilement les lignes équipotentielles

et, par suite, les lignes de courant. Si, dans un bac assez grand contenant un électrolyte dans lequel plongent deux électrodes en métal quelconque, on introduit deux doigts de la main, par exemple l'indicateur et le médium, on réalise ainsi un analyseur idéalement simple et en même temps d'une grande sensibilité. On peut de cette façon se rendre très bien compte si l'on se trouve dans le plan d'une ligne équipotentielle ou dans un plan perpendiculaire, à moins que la sensation ne soit trop désagréable et ne vous oblige à retirer vivement la main. C'est une expérience de ce genre, faite sans intention, qui m'a mis sur la voie de ces recherches, m'a persuadé de la possibilité d'étudier la répartition du courant dans les électrolytes et m'a engagé à entreprendre ce travail, qui m'a absorbé pendant de longs mois ([1]).

Tandis qu'en employant un appareil constitué par deux plaquettes de plomb spongieux on peut objecter que la répartition du courant est troublée et qu'il y a possibilité de polarisation, cette objection ne peut être faite avec le dispositif de la fourchette en platine, car rien n'empêche de choisir l'analyseur avec des dimensions tellement réduites que son action puisse être considérée comme nulle ; dans ce cas les phénomènes de polarisation sont aussi exclus.

Avec le téléphone, on peut démontrer facilement que, partout où il y a de l'électrolyte, il y a des lignes de courant ([2]). Par exemple, à l'intérieur d'un vase à précipiter cylindrique placé dans la cuve entre les deux électrodes, le téléphone marche dans toutes les positions. Il y a seulement, bien entendu, un minimum au fond du verre et un maximum en haut. L'appareil employé est figuré en perspective (*fig.* 4) Comme on peut s'en rendre compte, il peut être établi facilement avec l'outillage habituel d'un laboratoire modeste, et peut d'ailleurs être employé pour de nombreuses expériences dans le même ordre d'idées. Il est constitué par deux petites plaquettes en Pt, disposées comme l'indique la figure (on emploie des plaquettes au lieu de fils, pour augmenter la sensibilité), et reliées au téléphone par deux fils.

([1]) J'ai d'ailleurs reproduit une expérience analogue en disposant dans les différentes parties de la cuve des têtards et de petits poissons ; là encore j'ai pu constater que ces animaux cherchent à se réfugier dans les endroits où il y a le moins de lignes de courant et qu'ils se placent d'eux-mêmes de façon à ce que leur corps ait à subir un minimum de différence de potentiel. Il est évident qu'il faut employer une faible tension, étant donnée la grande sensibilité des sujets.

([2]) Le téléphone haut parleur qui m'a servi pour la démonstration a été mis gracieusement à ma disposition par la maison Berliner, de Paris.

Ceux-ci traversent un tube étroit en verre, sont recourbés d'équerre à leur sortie du tube, et passent dans deux cavaliers en verre, qui sont placés à cheval sur une tringle fixe. Les deux plaquettes de

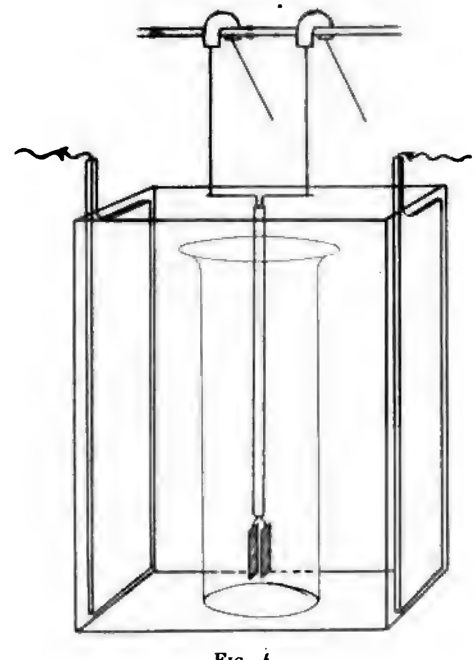


FIG. 4.

l'analyseur sont ainsi guidées dans un même plan vertical passant par la tringle fixe, et l'appareil peut être déplacé facilement dans ce plan.

II

La seconde question, aussi intéressante au point de vue pratique qu'au point de vue théorique, se pose maintenant. La densité du courant à la surface des électrodes est-elle influencée par le shunt électrolytique, et dans quelle mesure? Nous ferons abstraction pour le moment des influences provenant de la différence de densité de l'électrolyte et de la chute de potentiel à la surface de l'électrode. Le fait qu'il y a une relation entre le shunt et la répartition du courant sur les électrodes paraît ressortir d'un certain nombre de phénomènes

déjà observés et que je vais rappeler brièvement. Ainsi, dans l'électrolyse avec électrodes solubles, qu'il y ait ou non agitation mécanique, l'attaque n'est pas régulière; elle est toujours plus prononcée en bas et, quand l'électrode est presque complètement dissoute, la partie supérieure est à peine attaquée; le phénomène est d'ailleurs aussi net, si faible que soit la chute de potentiel et si intense que soit l'agitation mécanique. De même, je signalerai la perte de capacité d'électrodes d'accumulateurs en plomb spongieux après un certain nombre de décharges. Je me souviens d'un essai de capacité d'une négative stationnaire d'une première marque allemande ($210 \times 210 \times 6$ millimètres), qui avait fonctionné pendant trois ans et ne donnait plus que 50 0/0 de sa capacité.

En étudiant de près, je reconnus que le rétrécissement du plomb spongieux était beaucoup plus prononcé à la partie inférieure, et j'eus l'idée de découper des portions égales en haut et en bas de la plaque et de mesurer leurs capacités individuelles. Je pus constater que la plaque supérieure avait encore 85 0/0 de sa capacité, tandis que la plaque inférieure n'avait plus que 40 0/0, soit, en chiffres ronds, la moitié de la plaque supérieure. Il est fort probable qu'un rapport analogue pourrait être constaté pour des négatives de toute autre provenance. D'ailleurs, on démontre facilement le rétrécissement inégal du plomb spongieux en inversant une négative usagée. La teinte brune apparaît toujours en premier lieu à la partie inférieure; pour cet essai, il faut s'arranger de telle manière que l'influence du shunt électrolytique soit éliminée.

On peut objecter que le travail inégal des électrodes provient de la conductibilité inégale de l'acide résultant de la différence de densité. Mais il ne faut pas perdre de vue que cette différence de concentration ne se fait que lentement, que son influence est d'ailleurs très petite, même pour les gros éléments, comme on peut s'en rendre compte en regardant la courbe de conductibilité de l'acide en fonction de sa concentration. De plus, pour les stationnaires, le dégagement gazeux à la charge, et, pour les types de traction, les trépidations, contribuent encore à neutraliser ces effets. Néanmoins nous réfuterons cette objection par l'essai suivant, dans lequel l'influence de la conductibilité est éliminée.

Dans un bac rectangulaire très allongé, on dispose une électrode en cuivre et une en nickel, les faces externes étant vernies et le tout plongeant dans une solution de SO^4Cu. Après avoir fait passer

5 ampères pendant vingt-quatre heures dans le sens Cu-Ni, de façon à obtenir un dépôt de cuivre sur le nickel, on enlève le vernis et on découpe soigneusement à la machine des bandes d'égale largeur (25 millimètres dans le sens vertical). On constate que le dépôt est plus abondant du côté du shunt électrolytique. J'ai pu constater ainsi une différence de 1gr,97 sur les bandes de cuivre, et, comme vérification, 1gr,67 sur les bandes de nickel. Il est bon, pour éliminer toute cause d'erreur provenant des rugosités des bords des électrodes, de découper au préalable des bandes minces de 3 millimètres. Il est évident que, si l'action du shunt électrolytique n'existait pas, c'est le contraire qui devrait avoir lieu, par suite de la chute de potentiel résultant de la place des entrées de courant (disposition connue, *fig.* 1).

Ce phénomène du travail inégal des électrodes d'accumulateurs ne paraît pas avoir appelé l'attention des praticiens. Du moins je n'ai trouvé sur ce sujet qu'un passage de l'ouvrage connu du Dr *Schoop* (*Die Secundär Elemente*, vol. II, p. 34) : « Il est étonnant que du côté des fabricants on ait si peu fait attention à la répartition du courant sur les plaques. Pour s'en rendre compte, on n'a qu'à observer les plaques d'un ancien élément de la Compagnie Pollak (Franckfurt) pendant la charge dans un bac de verre ; quand le dégagement gazeux commence, vers la fin de la charge, celui-ci a lieu seulement à la partie supérieure, et ce n'est que plus tard, quand ce dégagement devient plus intense, quand le potentiel sur les parties supérieures augmente, que les parties inférieures commencent à dégager du gaz. Les recherches d'accumulateurs anglais par le professeur Ayrton, à Londres, confirment cette constatation en démontrant que les parties inférieures des plaques possèdent une matière active plus dure que les parties supérieures, ce qui résulte de la plus grande quantité de SO^4Pb formé, etc. »

Tous ceux qui s'occupent de la formation Planté connaissent les difficultés qu'on éprouve pour obtenir des couches uniformes de peroxyde de plomb, difficultés d'autant plus grandes que les plaques sont plus grandes ; ils savent de plus combien ces plaques ont la tendance à se voiler. Il est vrai que ces phénomènes peuvent provenir d'autres causes encore, sur lesquelles je reviendrai. Mais il est certain en tous cas que, la plupart du temps, l'influence du shunt électrolytique se fait sentir comme l'un des facteurs les plus importants. Il est superflu de démontrer qu'une plaque travaillant davan-

tage dans les parties inférieures montre toujours la tendance à la déformation à cause des changements de volumes inégaux.

I

Comme on le sait, on détermine la capacité individuelle des plaques positives et négatives d'un accumulateur à l'aide des électrodes auxiliaires. On se sert avantageusement de petites plaquettes en plomb spongieux que l'on place dans le liquide au-dessus des électrodes. La déviation du galvanomètre provient d'un faible courant de décharge fourni par la plaquette et l'une des électrodes, et par conséquent l'électrode auxiliaire se décharge et se sulfate peu à peu. Que se passe-t-il si la même plaquette, sans être reliée au galvanomètre, est placée entre deux plaques, par conséquent directement dans le flux du courant ? Cette électrode montrera la tendance à se polariser positivement d'un côté et négativement de l'autre. Les produits de polarisation, qui sont opposés sur chaque face, provoquent des courants locaux ; en d'autres termes, le résultat final du travail électro-chimique qui a lieu est une sulfatation. Il va de soi que la décharge locale sera d'autant plus lente que la plaque sera plus mince, la différence de potentiel étant plus minime.

Pour vérifier si une électrode d'accumulateur travaille d'une façon homogène sur les deux faces, il sera donc suffisant de placer de chaque côté, à une distance rigoureusement égale, deux plaquettes en plomb spongieux identiques, et d'observer si le galvanomètre accuse une déviation. S'il y a déviation, c'est que la plaquette reliée au pôle positif du galvanomètre est traversée par un plus grand nombre de lignes de courant. Pour faire une expérience de ce genre, on monte l'appareil comme l'indique la *fig.* 5, et, pour éviter toute erreur due à une distance inégale, on applique les deux plaquettes directement sur les faces de l'électrode, en les isolant simplement par interposition d'une lame d'ébonite perforée. On peut ainsi constater que, dans les éléments de traction du type courant, les plaques ne travaillent pas d'une façon homogène. Dans ces éléments, il y a n positives et $n+1$ négatives, et les négatives extrêmes sont identiques aux autres, c'est-à-dire ont même épaisseur et même capacité. Comme ces négatives extrêmes ne travaillent pas seulement d'un côté, ainsi qu'on pourrait le supposer, il en résulte que le côté de la positive qui fait face à la dernière négative travaille davantage que l'autre côté. Pour

les accumulateurs stationnaires, quelques bonnes marques semblent avoir pris ce point en considération depuis assez longtemps, et mettent des négatives extrêmes plus minces. Mais peut-être est-ce simplement pour économiser le plomb. Je ne crois pas que l'on emploie dans les types transportables des négatives extrêmes de moindre capacité que les autres, et la raison en est que, les électrodes d'accumulateurs transportables étant aussi minces que possible, pour avoir une grande capacité spécifique il serait difficile de les réduire encore. Eventuellement, tout ce qu'on pourrait faire serait d'augmenter la

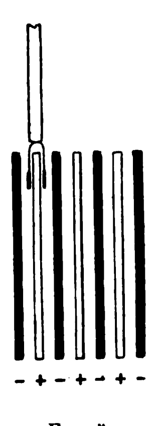
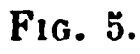



Fig. 5.

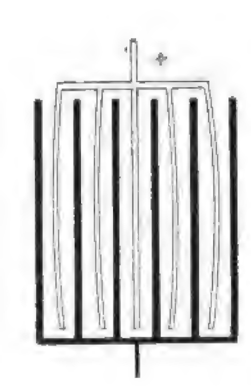


Fig. 6.

résistance des négatives extrêmes, par exemple en diminuant la section des queues (*fig.* 6). On constate assez fréquemment, dans la pratique, que les positives extrêmes ont une plus grande tendance à se voiler, la convexité étant tournée vers la dernière négative, et que, d'une façon générale, elles ont un aspect pathologique bien caractéristique. Il y a lieu de remarquer que, d'après la position du pôle au milieu de la barre de connexion dans un élément de traction, la chute de potentiel est maximum aux extrémités, et ce sont les plaques extrêmes qui devraient travailler le moins. Nous venons de voir que c'est le contraire qui a lieu. D'ailleurs, avec l'instrument que j'ai décrit, il est facile de prouver que le travail inégal des plaques se fait sentir sur tout le faisceau, mais en diminuant d'intensité vers le centre.

Comme on le sait, l'équilibre de densité de l'électrolyte, à l'intérieur des plaques, se fait à la fois par la diffusion et par les courants de concentration, qui sont d'ailleurs les plus efficaces, comme

l'ont démontré mathématiquement *Dolezalek* et expérimentalement *Schoop* (*Electro-chemical and Metallurgical Industry*, 1904).

Je voudrais attirer l'attention sur une autre sorte de courants locaux qui se produisent quand les plaques ne se chargent ou ne déchargent pas d'une façon homogène, ce qui est d'ailleurs le cas général. Les parties inférieures d'une plaque, qui sont généralement plus déchargées, contenant dans les pores de l'acide très dilué, seront chargées par les parties supérieures, contenant de l'acide plus concentré. Le phénomène a lieu jusqu'à ce qu'il y ait équilibre complet de concentration. Pour démontrer expérimentalement la présence de ces courants locaux, on emploie encore l'instrument avec les

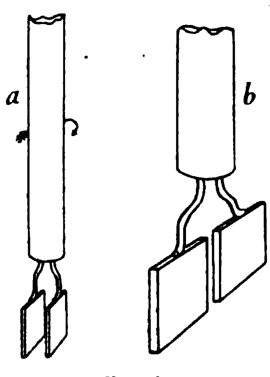


Fig. 7.

deux plaquettes en plomb spongieux (*fig.* 7*a*, *b*); mais les déviations du galvanomètre seront plus grandes si les deux plaquettes ne sont pas l'une derrière l'autre, mais l'une à côté de l'autre, à une distance de 8 millimètres environ. On mesure dans ce cas la perte de potentiel dans l'électrolyte sur la distance correspondant à l'écartement des deux plaquettes. En tournant l'analyseur autour de son axe vertical, lorsque la déviation du galvanomètre est nulle, on se trouve sur une ligne équipotentielle, à laquelle par conséquent les lignes de courant sont perpendiculaires.

La densité du courant est, bien entendu, maximum près de la surface des électrodes et elle décroît avec la distance. La *fig.* 8*c* est l'image de la répartition de ces courants locaux pour une électrode négative déchargée d'une façon inégale. Pour la recherche de ces courants, il est plus aisé de disposer l'électrode dans le sens longi-

tudinal; dans le cas contraire, c'est-à-dire en laissant la plaque dans son sens normal, il faudrait disposer autrement l'analyseur.

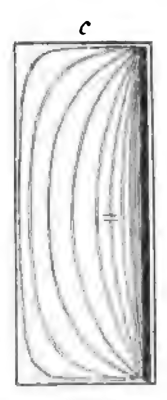


Fig. 8.

L'existence de ces courants parasites peut être mise en évidence d'une manière très sensible de la façon suivante : on fait oxyder légèrement la partie supérieure d'une négative en en sortant environ le tiers hors du liquide pendant deux ou trois minutes. Ces expériences simples donnent par conséquent un moyen certain d'analyser une électrode, de rechercher si la répartition du courant est ou non parfaite dans cette électrode. Je me suis servi de ce moyen pour démontrer que la *dispersion électrolytique* a toujours pour effet de rendre la répartition du courant non homogène. Par suite de la couche de liquide qui se trouve au-dessous des plaques dans les accumulateurs, les électrodes travaillent davantage à la partie inférieure, *et ce point est surtout à prendre en considération pendant la formation des plaques.*

Bien entendu, le shunt électrolytique n'est que l'un des différents facteurs qui peuvent influencer la répartition du courant dans les électrodes. Ainsi, il y a de plus l'influence de la construction du support, l'entrée du courant, la disposition des pôles, la conductibilité et la porosité de la matière active.

Cependant, les électrodes tendent toujours à travailler d'une manière uniforme. Les parties plus déchargées au début opposent dans la suite une plus grande résistance au passage du courant et ces deux actions se contre-balancent, en sorte que les lignes de courant semblent refoulées vers les parties moins déchargées. Le phénomène est identique, mais en sens inverse, à la charge, et toutes ces

actions tendent donc vers un équilibre. Il est par suite certain que la densité de courant à la surface des électrodes, considérée pour une portion donnée de l'électrolyte, n'est pas une constante, et qu'elle varie suivant l'état de charge ou de décharge. D'une façon générale, ces changements de densité sont plus prononcés à la charge qu'à la décharge.

Pour étudier et suivre de près les fluctuations du courant dans les accumulateurs, on se sert encore du petit instrument déjà décrit, qu'on place successivement dans les intervalles des plaques, à la partie supérieure, au milieu et à la partie inférieure, le tube étant gradué pour se placer toujours au même niveau. Dans les types de traction, les intervalles ne sont que de 3 ou 4 millimètres ; il est alors nécessaire de monter un élément spécial en disposant les plaques à une distance suffisante les unes des autres. Je tiens à insister sur le fait que la polarisation des plaquettes est très faible. Elle atteint à peine 1 ou 2 millivolts, ainsi qu'on peut s'en rendre compte soit en interrompant le courant une fois la lecture faite, soit en plongeant l'analyseur dans un bac d'acide placé à côté de l'élément.

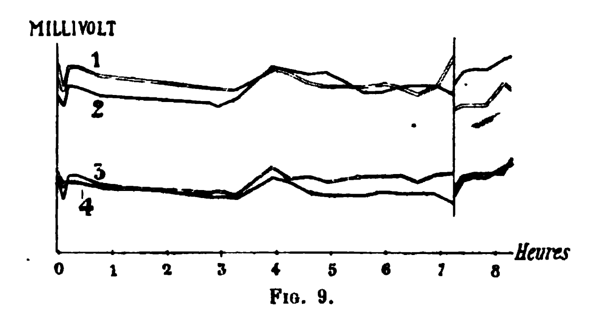


Fig. 9.

La *fig.* 9 se rapporte à un élément de traction comprenant 5 positives et 6 négatives normales de 300 × 100 × 3 millimètres, écartées de 14 millimètres les unes des autres et placées à 15 millimètres au-dessus du fond du bac. Comme il y a 10 intervalles de plaques, en plaçant l'analyseur aux 3 places indiquées, on a donc 10 × 3 mesures. Pour bien réussir cet essai, il faut opérer à deux, l'un s'occupant de l'analyseur, l'autre du voltmètre, et il faut, de plus, que les deux opérateurs aient l'habitude de travailler ensemble. Les quatre courbes nous montrent les changements de densité du courant qui ont lieu au cours d'une décharge en huit heures. Les

courbes 1 et 2 se rapportent aux premier et quatrième intervalles, pour l'analyseur placé à la partie supérieure; les courbes 3 et 4 se rapportent au premier intervalle, l'appareil étant placé successivement à la partie supérieure et à la partie inférieure. Comme on le voit, la répartition du courant subit des changements relativement prononcés, rappelant vaguement une sinusoïde. Après sept heures et quart, la décharge étant arrêtée pendant douze heures, les courbes changent d'allure, et le phénomène est très remarquable. Pour les deux premières courbes, il y a décalage inverse, les parties qui travaillaient le plus avant l'arrêt travaillant le moins après, et réciproquement; l'équilibre s'est établi par suite de la diffusion et des courants locaux, comme je l'ai dit précédemment. On voit, d'ailleurs, que ce sont les plaques du premier intervalle qui travaillent plus que les autres, du moins pendant les quatre premières heures de la décharge. De même, les deux autres courbes nous montrent le travail inégal des deux parties d'une même plaque. On constate là encore que les parties qui ont travaillé davantage changent de rôle après un certain temps (deux heures); ensuite c'est toujours la partie inférieure qui travaille davantage. A l'arrêt il y a équilibre, le travail devient égal, toujours par suite du même phénomène déjà signalé.

IV

Un autre dispositif expérimental permet encore de démontrer que ces mêmes fluctuations du courant existent toujours pour une paire d'électrodes. On place symétriquement, entre les deux électrodes à analyser, deux plaquettes reliées au millivoltmètre, comme l'indique la *fig.* 10; on ferme le circuit et on s'arrange de façon à ce que les plaquettes ne donnent pas de déviation. La distance entre les plaquettes est d'ailleurs indifférente. Comme on le voit, ce dispositif présente une certaine analogie avec le pont de Wheatstone, puisque la branche Ww du pont est sans courant si rien ne change dans les autres branches pendant la durée de l'essai. Pour un grand nombre d'essais effectués dans des conditions tout à fait différentes (vieilles et nouvelles électrodes, grands et petits intervalles des électrodes, avec ou sans shunt électrolytique), on a pu constater qu'il y a toujours des changements d'intensité du courant suivant l'endroit consi-

déré, mais que la somme est constante. D'une façon générale, les surfaces des plaques négatives d'accumulateurs travaillent bien plus inégalement que celles des électrodes positives. Ce fait assez curieux provient de ce que le plomb spongieux subit, comme on le sait, des changements de structure défavorables, en même temps que le contact avec le support devient de plus en plus défectueux au fur et à mesure que le nombre de décharges augmente. Au contraire, dans les positives, la couche de peroxyde semble pénétrer à l'intérieur du support ; de plus, d'après les recherches de *Streintz*, la conductibilité de PbO^2 est excellente, puisqu'elle est égale à la moitié de celle de mercure.

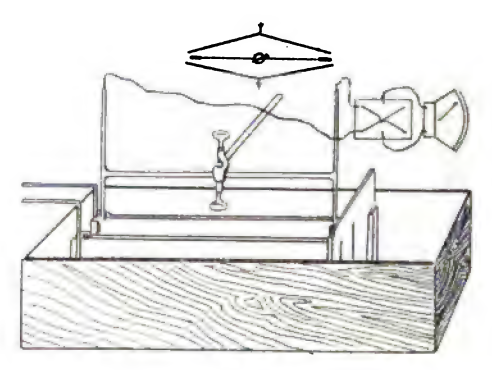


Fig. 10.

Si l'on veut se rendre compte des changements dans la répartition du courant à la surface d'une seule électrode, on peut opérer comme pour les essais de capacité d'une plaque positive ou négative seule, en plaçant l'électrode à essayer entre deux plaques ayant une capacité 3 ou 4 fois plus grande. On est sûr ainsi que les variations qui se produisent proviennent uniquement de l'électrode considérée.

A titre d'exemple, et pour terminer, je décrirai l'expérience suivante : une plaque négative Planté était chargée et déchargée avec une contre-électrode positive normale, de fabrication courante. La face externe de la négative était vernie, et la disposition des deux plaques était celle indiquée *fig.* 1. L'image de la répartition du courant à la surface de l'électrode négative est représentée par la *fig.* 11. Il n'est guère besoin d'insister sur ce que cette image de la répartition du courant serait tout autre si les conditions de l'essai étaient

changées en quoi que ce soit (déplacement des queues, intervalles différents, changement du shunt électrolytique), ou bien si, au lieu d'une négative, on avait choisi une positive Planté, et comme contre-électrode une négative ordinaire.

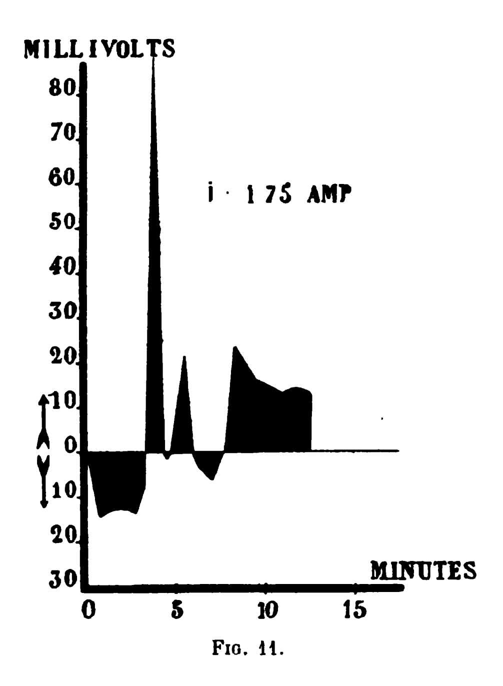


FIG. 11.

Etant donné le temps restreint mis à ma disposition, il m'est impossible de parler encore de nombreuses expériences se rapportant au même ordre d'idées. Je tiens cependant à dire qu'il est facile de connaître la répartition du courant à la surface de n'importe quelle électrode, et de constater par exemple dans une plaque Edison s'il y a des briquettes qui travaillent d'une façon anormale.

Pour résumer, nous avons vu que, pour les électrolytes, la loi d'Ohm n'est applicable que pour le cas seulement où la section de l'électrolyte correspond à la surface des électrodes, et que dans tous les autres cas il y a dispersion des lignes de courant, dispersion qui influence d'une façon assez prononcée la répartition de la densité du courant dans l'électrolyte et à la surface des électrodes.

Je n'ai, d'ailleurs, aucunement la prétention d'avoir élucidé complètement cette question si complexe, mais seulement de vous pré-

senter un ensemble de méthodes applicables facilement à ce genre de recherches.

Je tiens à remercier M. Dinin, qui a bien voulu s'intéresser à mes travaux, et qui a mis à ma disposition ses laboratoires bien outillés, ainsi que mes collaborateurs M. Paillard et M. François Herkenrath.

J'espère que ces recherches présenteront quelque intérêt pour tous ceux qui s'occupent des questions d'électrolyse.

INFLUENCE DE LA TENSION SUPERFICIELLE SUR LA PROPAGATION DES ONDES PARALLÈLES A LA SURFACE D'UNE LAME LIQUIDE [1];

Par M. ALLIAUME.

I. *Problème traité.* — Soit un canal rectiligne prismatique rectangulaire, de largeur grande par rapport à la profondeur H_0 sous le niveau du liquide qui l'occupe. Celui-ci y a une vitesse d'écoulement U_0, en régime uniforme et mouvement tourbillonnant [2]. Si, à l'une des extrémités du canal, on provoque la formation d'une onde, celle-ci se propage dans le sens du courant, si le phénomène naît à l'extrémité amont, sinon remonte le courant, à moins que celui-ci ne soit trop rapide et ne l'emporte, par son mouvement propre, sur la célérité qu'acquerrait l'onde dans le cas d'un courant primitif nul. Dans tous les cas, la vitesse de propagation de l'intumescence comptée positivement, en même temps que la vitesse moyenne primitive d'écoulement U_0, dans le sens du courant, est donnée par les formules suivantes : 1° approximativement, si l'on ne tient compte ni de l'inclinaison, ni de la courbure des filets fluides au passage de l'onde, c'est-à-dire si l'on considère l'onde comme infiniment peu tuméfiée, et si l'on néglige l'influence des parois, g étant, comme d'habitude, le poids de l'unité de masse :

$$(1) \qquad \omega_0 = U_0 \pm \sqrt{gH_0},$$

---

(1) BOUSSINESQ, I, *Essais sur la théorie des eaux courantes* (*Mémoires des savants étrangers*, t. XXIII); II, *Additions et éclaircissements au mémoire intitulé: Essai sur la théorie des eaux courantes* (*Mémoires des savants étrangers*, t. XXIV); III, *Théorie de l'écoulement tourbillonnant et tumultueux des liquides dans les lits rectilignes à grande section, Régime uniforme*, 1897; IV, Idem, *Régimes graduellement variés*, 1897.

(2) BOUSSINESQ, I, Introduction, et III, *init.*

où le signe supérieur s'applique aux ondes descendant le courant, le signe inférieur aux ondes le remontant ;

2° Si l'on tient compte des déplacements, au-dessus du niveau primitif, des particules, et de la courbure des filets fluides. en négligeant encore l'influence des parois, on sait, depuis les travaux de M. Boussinesq, que la vitesse de propagation est variable avec la section fluide considérée [1]. Si l'on étudie le mouvement d'une section où le fluide s'est tuméfié jusqu'à avoir une file extrême de molécules, horizontale et normale à l'axe hydraulique, élevée d'une quantité H' au-dessus du niveau primitif, l'axe hydraulique étant pris pour axe des x, positivement dans le sens du courant, les recherches de M. Boussinesq ont abouti à :

$$\omega = U_0 \pm \sqrt{gH_0}\left(1 + \frac{3}{4}\frac{H'}{H_0} + \frac{1}{6}\frac{H_0^2}{H'}\frac{\partial^2 H'}{\partial x^2}\right), \tag{2}$$

avec, comme emploi des signes, celui qui a été défini pour la formule (1).

On voit que cette vitesse de propagation est variable d'une section à l'autre, que les sections ne gardent pas, pendant le mouvement, leurs distances mutuelles, et que, généralement, l'onde subit une déformation au fur à mesure que s'effectue sa propagation.

Nous nous proposons ici de chercher l'influence de la tension superficielle sur la célérité de l'onde. Pour nous représenter cette influence, imaginons d'abord que, pendant le régime uniforme qui précède le passage de l'onde, le liquide qui occupe le canal soit recouvert d'une couche d'un liquide moins dense et très visqueux, — de l'huile sur de l'eau, par exemple, — qu'on en verse une quantité suffisante pour que la couche s'étende au canal tout entier sur une épaisseur bien uniforme. L'influence de cette couche surnageante sur la propagation de l'intumescence se manifestera par la plus ou moins grande résistance qu'offrira le liquide visqueux à se distendre au passage de l'onde et par la variation de pression qui en résultera dans le liquide inférieur. Or, par suite de la tension superficielle, les couches de molécules les plus voisines de la surface d'un liquide jouent le même rôle que cette couche visqueuse que nous venons de nous imaginer ; sa courbure au passage de l'onde causera une variation de pression dans la masse liquide ; cette variation de

[1] Boussinesq, I, p. 358.

pression aura son influence sur la propagation de l'onde, et c'est cette influence que nous allons chercher.

II. *Introduction de la tension superficielle.* — Voyons d'abord comment s'introduira la tension superficielle dans le problème qui nous occupe. Lorsque l'onde se propagera dans notre canal de largeur très grande relativement à sa profondeur, elle aura la forme d'une vague transversale dont les génératrices, toutes parallèles, seront perpendiculaires au plan vertical contenant l'axe hydraulique. Soit ε la profondeur extrêmement petite à laquelle il faut enfoncer une normale à la surface libre pour traverser toutes les couches de molécules dont l'ensemble forme la couche siège de la tension superficielle : la couche superficielle sera ainsi limitée par deux surfaces cylindriques distantes de ε.

Étudions la situation mécanique d'un élément de volume de cette couche superficielle découpé de la façon suivante autour d'un point A de la surface Σ équidistante des deux surfaces extrêmes de la couche : de part et d'autre de A, à une distance égale à la moitié de l'unité et mesurée perpendiculairement à l'axe hydraulique, menons deux plans verticaux parallèles à celui-ci; ensuite, à une distance très petite r de part et d'autre du point A, mesurée sur l'intersection de la surface Σ avec un plan passant par A et parallèle aux deux précédents, traçons deux génératrices horizontales de la surface Σ et, par chacune de ces génératrices, menons un plan normal à Σ; les quatre plans ainsi menés, joints aux deux surfaces limites, découperont un élément de volume de la couche superficielle.

Projetons les forces qui agissent sur cet élément et la réaction d'inertie sur la normale à Σ menée par A, positive vers l'extérieur du fluide. A cause de l'extrême petitesse des dimensions ε et r, disons tout de suite que nous pourrons négliger la pesanteur et le produit de la masse par l'accélération; de sorte qu'il nous suffit d'écrire que les autres forces se font équilibre.

Appelons : p_i, la pression intérieure par unité d'aire sur la surface limite interne dans le voisinage du point où la normale en A à Σ perce cette surface ; p_e, la valeur absolue de la pression extérieure par unité d'aire sur la surface limite externe dans le voisinage du point où la normale en A à Σ perce cette surface. On aura que $p_i \,.\, 2r \,.\, 1$ est égal à $p_e \,.\, 2r \,.\, 1$ augmenté de la projection sur la normale de la tension superficielle agissant sur les faces antérieure et postérieure de l'élément de volume. Sur une de ces faces, la tension superficielle

a, par raison de symétrie, pour point d'application l'intersection des traces de la surface Σ et du plan vertical passant par A et parallèle à l'axe hydraulique ; sa valeur y est la tension superficielle par unité de longueur : écrivons-la f; la projection de cette tension sur la normale est :

$$f \cos(90^\circ + \alpha) = - f \sin \alpha,$$

α étant l'angle que font entre eux les plans tangents à Σ menés par la génératrice passant par A et la génératrice distante de A de la quantité r. Nous pouvons donc écrire, en doublant la tension f pour tenir compte de la seconde face où les conditions sont sensiblement les mêmes que sur la première :

$$p_i \,.\, 2r = p_e \,.\, 2r - 2f \,.\, \sin \alpha.$$

Mais l'extrême petitesse de r entraîne l'extrême petitesse de α et

$$p_i \,.\, r = p_e \,.\, r - f\alpha.$$

Or, α est encore l'angle que font entre eux les plans normaux à Σ menés par la génératrice passant par A et la génératrice distante de A de la quantité r. Comme r est très petit, si nous appelons R le rayon de courbure en A de l'intersection de Σ avec le plan vertical parallèle à l'axe hydraulique et passant par A, nous avons :

$$\alpha = \frac{r}{R}.$$

Donc :

$$p_i r = p_e r - f\frac{r}{R}.$$

Divisant par r et remplaçant $\frac{1}{R}$ par c, courbure qui vient d'être définie par son rayon :

$$p_i = p_e - fc. \qquad (3)$$

Telle est la relation entre p_i, p_e et f, dans laquelle, à cause de l'extrême petitesse de ε, c peut aussi bien être considéré comme la courbure longitudinale de la surface libre.

III. *Rappel de formules.* — Soit un canal rectangulaire prismatique et très large, parcouru par un liquide en mouvement tourbillonnant et régime non permanent, étudié en une section qui, au temps

actuel t, est d'aire σ, de périmètre mouillé χ et à travers laquelle la vitesse moyenne d'écoulement est U. Prenons pour axe des x l'axe hydraulique pris positivement dans le sens de l'écoulement. Appelons i la pente de superficie, p_1 la pression par unité d'aire en la section considérée, ρ la densité du liquide, et g, comme d'habitude, le poids de l'unité de masse. Par définition, la *pente motrice* est l'expression :

$$(4) \qquad I = i - \frac{1}{\rho g} \cdot \frac{\partial p_1}{\partial x}.$$

De plus, posons, u étant la projection sur l'axe des x de la vitesse en un point de σ :

$$(5) \qquad 1 + \eta = \int_\sigma \left(\frac{u}{U}\right)^2 \frac{d\sigma}{\sigma}, \qquad \alpha = \int_\sigma \left(\frac{u}{U}\right)^3 \frac{d\sigma}{\sigma}.$$

Enfin, soit b une quantité petite, coefficient bien connu des hydrauliciens ([1]), mais dont la signification n'aura pas d'importance ici.

Cela étant, une formule fondamentale donne pour la pente motrice ([2]) :

$$(6) \quad I = \frac{bU^2\chi}{\sigma} + \frac{1+2\eta}{g} \cdot \frac{\partial U}{\partial t} + (2\alpha - 1 - \eta)\frac{\partial}{\partial x}\frac{U^2}{2g} - \frac{\alpha - 1 - 2\eta}{g} \cdot \frac{U}{\sigma}\frac{\partial \sigma}{\partial t}.$$

Comme cas particulier, on voit qu'en régime uniforme :

$$(7) \qquad I = \frac{bU^2\chi}{\sigma}.$$

D'autre part, nous connaissons également l'équation de continuité suivante ([3]), applicable au cas actuel d'un canal rectangulaire de section large :

$$(8) \qquad \frac{\partial H}{\partial t} + H\frac{\partial U}{\partial x} + U\frac{\partial H}{\partial x} = 0.$$

IV. *Passage de l'onde.* — Avant le passage de l'onde, l'écoulement se fait en régime uniforme. Affectons d'un indice *zéro* les notations définies au numéro précédent relatives à ce régime primitif. Alors,

---

([1]) BOUSSINESQ, III, p. 27.
([2]) BOUSSINESQ, IV, pp. 17 et 18.
([3]) BOUSSINESQ, I, p. 270, et IV, pp. 16 et 23.

suivant (7) et (4) :

(9) $$I_0 = \frac{bU_0^2\chi_0}{\sigma_0} = i_0 - \frac{1}{\rho g}\cdot\frac{\partial p_0}{\partial x}.$$

Que maintenant se produise le passage de l'onde ; en la section d'abscisse x et au temps t, la profondeur du canal augmente de H', positif ou négatif, et la vitesse moyenne d'écoulement de U'. La pente motrice varie dans chacun de ses termes : l'axe hydraulique se relève et le terme i_0 augmente de $-\frac{\partial H'}{\partial x}$; quant à la pression, elle augmente de ce qui serait, au repos, la différence $p_i - p_e$ entre la pression intérieure et la pression extérieure, et :

$$I = i_0 - \frac{\partial H'}{\partial x} - \frac{1}{\rho g}\cdot\frac{\partial p_0}{\partial x} - \frac{1}{\rho g}\cdot\frac{\partial(p_i - p_e)}{\partial x} = \frac{bU_0^2\chi_0}{\sigma_0} - \frac{\partial H'}{\partial x} - \frac{1}{\rho g}\cdot\frac{\partial(p_i - p_e)}{\partial x}.$$

Le dernier terme est donné par (3) :

$$\frac{\partial(p_i - p_e)}{\partial x} = -f\cdot\frac{\partial c}{\partial x};$$

d'où :

(10) $$I = \frac{bU_0^2\chi_0}{\sigma_0} - \frac{\partial H'}{\partial x} + \frac{f}{\rho g}\cdot\frac{\partial c}{\partial x}.$$

D'autre part, l'équation générale (7) appliquée au cas actuel s'écrit :

(11) $$I = \frac{b(U_0+U')^2\chi}{\sigma} + \frac{1+2\eta}{g}\cdot\frac{\partial U'}{\partial t} + \frac{2\alpha-1-\eta}{g}(U_0+U')\frac{\partial U'}{\partial x} - \frac{\alpha-1-2\eta}{g}\frac{U_0+U'}{H_0+H'}\cdot\frac{\partial H'}{\partial t}.$$

Comparant ces deux valeurs de I, nous aurons l'équation :

(12) $$\left\{\begin{aligned} &gb\frac{(U_0+U')^2\chi}{\sigma} - gb\frac{U_0^2\chi_0}{\sigma_0} + (1+2\eta)\frac{\partial U'}{\partial t} + (2\alpha-1-\eta)(U_0+U')\frac{\partial U'}{\partial x} \\ &\qquad - (\alpha-1-2\eta)\frac{U_0+U'}{H_0+H'}\cdot\frac{\partial H'}{\partial t} + g\frac{\partial H'}{\partial x} - \frac{f}{\rho}\cdot\frac{\partial c}{\partial x} = 0. \end{aligned}\right.$$

Pour éliminer U', écrivons l'équation de continuité (9) pour le cas actuel :

(13) $$\frac{\partial H'}{\partial t} + (H_0 + H')\frac{\partial U'}{\partial x} + (U_0 + U')\frac{\partial H'}{\partial t} = 0.$$

Tirons-en la valeur de $\frac{\partial U'}{\partial x}$, puis introduisons-la, dérivée séparément suivant l'axe et dans le temps, dans (12) dérivée suivant l'axe.

Convenons de négliger les termes petits du second ordre et de considérer les variations H' et U', ainsi que leurs dérivées, comme quantités petites du premier ordre; b est du même ordre de petitesse.

En posant :

$$(14)\quad k_1 = \frac{3(\alpha - 1) - 5\eta}{2(1 + 2\eta)}, \qquad k_2 = \frac{gH_0 - (2\alpha - 1 - \eta)\,U_0^2}{1 + 2\eta},$$

nous aurons finalement :

$$(15)\quad \frac{\partial^2 H'}{\partial t^2} + 2(1 + k_1)\,U_0 \frac{\partial^2 H'}{\partial x \partial t} - k_2 \frac{\partial^2 H'}{\partial x^2} + \frac{fH_0}{\rho(1 + 2\eta)} \frac{\partial^4 H'}{\partial x^4} = 0.$$

V. *Résultats connus.* — Cette équation s'écrit encore :

$$(15')\quad \frac{\partial^2 H'}{\partial t^2} + 2(1 + k_1)\,U_0 \frac{\partial^2 H'}{\partial x \partial t} - \frac{\partial^2}{\partial x^2}\left[k_2 H' - \frac{fH_0}{\rho(1 + 2\eta)} \cdot \frac{\partial^2 H'}{\partial x^2}\right] = 0.$$

Le second terme entre crochets est certainement très petit vis-à-vis du premier, de sorte que (15') est très voisin de :

$$\frac{\partial^2 H'}{\partial t^2} + 2(1 + k_1)\,U_0 \frac{\partial^2 H'}{\partial x \partial t} - k_2 \frac{\partial^2 H'}{\partial x^2} = 0.$$

Or cette équation, intégrée, donne [1] pour vitesse de propagation de l'onde en première approximation :

$$(16)\quad \omega_0 = (1 + k_1)\,U_0 \pm \sqrt{(1 + k_1)^2 U_0^2 + k_2},$$

qui vérifie l'équation:

$$(17)\quad \omega_0^2 - 2(1 + k_1)\,U_0 \omega_0 - k_2 = 0,$$

l'usage du double signe restant le même que dans les formules (1) et (2), et avec φ, fonction arbitraire ne dépendant que des conditions initiales :

$$(18)\quad H' = \varphi(x - \omega_0 t).$$

Les quantités $\alpha - 1$ et η, qui entrent, avec k_1 et k_2, dans l'expres-

(1) Boussinesq, IV, pp. 23, 24 et 25.

sion (16) de la célérité de l'onde, sont d'autant plus petites que les parois sont moins rugueuses. Pour un canal à fond à peu près lisse, elles sont suffisamment petites pour que leurs carrés et produits soient négligeables. Alors, tous calculs faits, (16) s'écrit :

$$(19) \quad \omega_0 = \left[1 + \frac{3(\alpha - 1) - 5\eta}{2}\right] U_0 \pm \left(1 - \eta + \frac{\alpha - 1 - 2\eta}{2} \cdot \frac{U_0^2}{gH_0}\right) \sqrt{gH_0}.$$

Si le fond du canal est très lisse, on peut annuler $\alpha - 1$ et η, et on retrouve la formule (1) :

$$\omega_0 = U_0 \pm \sqrt{gH_0}.$$

Si le canal est horizontal et l'écoulement primitif nul, les formules (16), (19) et (1) s'écrivent respectivement :

$$(20) \quad \omega_0 = \sqrt{\frac{gH_0}{1 + 2\eta}}, \qquad \omega_0 = (1 - \eta)\sqrt{gH_0}, \qquad \omega_0 = \sqrt{gH_0}.$$

VI. *Influence de la tension superficielle.* — Reprenons maintenant l'équation plus exacte (15); en vue de son intégration, définissons la nouvelle célérité ω_1 d'une section fluide de l'onde par la condition que cette section garde toujours le même volume ϖ de liquide tuméfié devant ou derrière elle, suivant que l'onde descend ou remonte le courant. Suivant l'un ou l'autre de ces cas :

$$\varpi = \int_x^\infty H' dx \qquad \text{ou} \qquad \varpi = \int_{-\infty}^x H' dx.$$

Écrivons que la variation $d\varpi$ de ϖ est nulle :

$$\int_x^\infty \frac{\partial H'}{\partial t} dx - H'\omega_1 = 0 \qquad \text{ou} \qquad \int_{-\infty}^x \frac{\partial H'}{\partial t} dx + H'\omega_1 = 0,$$

ou, dérivant, suivant l'axe, dans les deux cas :

$$(21) \qquad \frac{\partial H'}{\partial t} = -\frac{\partial . H'\omega_1}{\partial x}.$$

Profitant de cette équation, remplaçons dans (15) $\frac{\partial H'}{\partial t}$ par $-\frac{\partial . H'\omega_1}{\partial x}$, multiplions par dx et intégrons jusqu'en des points non encore

atteints par la tête de l'onde :

$$(22)\quad \frac{\partial . H'\omega_1}{\partial t} + 2(1+k_1)U_0\frac{\partial . H'\omega_1}{\partial x} + k_2\frac{\partial H'}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial x}\left[\frac{fH_0}{\rho(1+2\eta)}\cdot\frac{\partial^2 H'}{\partial x^2}\right] = 0.$$

Pour intégrer une seconde fois, introduisons une fonction auxiliaire ψ définie par l'égalité suivante :

$$(23)\quad \psi = H'(\omega_1 - \omega_0) + \frac{1}{2\omega_0 - 2(1+k_1)U_0}\cdot\frac{fH_0}{\rho(1+2\eta)}\cdot\frac{\partial^2 H'}{\partial x^2}.$$

Formons l'expression :

$$\frac{\partial\psi}{\partial t} - \frac{\partial\psi}{\partial x}[\omega_0 - 2(1+k_1)U_0],$$

en remarquant, suivant (18), que l'on peut, pour un terme petit, écrire $\frac{\partial}{\partial t} = -\omega_0\frac{\partial}{\partial x}$. En remontant à (17), on trouve [1] que l'expression cherchée est nulle, d'où une équation de premier ordre :

$$\frac{\partial\psi}{\partial t} + \omega_0\frac{\partial\psi}{\partial x} = 0,$$

et l'on conclut que, après un temps rapidement atteint, et pour les parties de l'onde qui ne sont pas trop éloignées de sa tête :

$$\psi = 0,$$

d'où, annulant la valeur (23) de ψ, pour ω_1 :

$$(24)\qquad \omega_1 = \omega_0 - \frac{1}{\omega_0 - (1+k_1)U_0}\cdot\frac{f}{2\rho(1+2\eta)}\cdot\frac{H_0}{H'}\cdot\frac{\partial^2 H'}{\partial x^2}.$$

Le second terme du second membre est le terme cherché et montre l'influence de la tension superficielle. La formule (24) peut s'écrire :

$$(25)\qquad \omega_1 - \omega_0 = \mp\frac{1}{\sqrt{(1+k_1)^2U_0^2 + k_2}}\cdot\frac{f}{2\rho(1+2\eta)}\cdot\frac{H_0}{H'}\cdot\frac{\partial^2 H'}{\partial x^2},$$

avec, pour ω_0, la valeur (16).

Si le fond du canal est à peu près lisse, (25) devient, en négligeant

---

(1) BOUSSINESQ, I, p. 354.

les termes de l'ordre de η^2 :

$$(26)\qquad \omega_1 - \omega_c = \mp \frac{f}{2\rho} \cdot \frac{H_0}{H'} \cdot \frac{\partial^2 H'}{\partial x^2} \cdot \frac{1-\eta}{\sqrt{gH_0}} \left\{ 1 - [5(\alpha - 1) - 9\eta] \frac{U_0^2}{4gH_0} \right\},$$

avec, pour ω_0, sa valeur (19).

Si l'influence des parois est négligeable :

$$(27)\qquad \omega_1 - \omega_0 = \mp \frac{f}{2\rho} \frac{1}{\sqrt{gH_0}} \frac{H_0}{H'} \cdot \frac{\partial^2 H'}{\partial x^2},$$

avec, pour ω_0, sa valeur (1).

Enfin, si le canal est horizontal et le courant primitif nul, (25), (26), (27) s'écrivent respectivement, eu égard aux formules (20) :

$$(28)\qquad \left\{ \begin{aligned} \omega_1 &= \sqrt{\frac{gH_0}{1+2\eta}} - \frac{f}{2\rho} \frac{1}{\sqrt{gH_0(1+2\eta)}} \frac{H_0}{H'} \frac{\partial^2 H'}{\partial x^2}, \\ \omega_1 &= (1-\eta)\sqrt{gH_0} - \frac{f}{2\rho} \cdot \frac{1-\eta}{\sqrt{gH_0}} \cdot \frac{H_0}{H'} \cdot \frac{\partial^2 H'}{\partial x^2}, \\ \omega_1 &= \sqrt{gH_0} - \frac{f}{2\rho} \frac{1}{\sqrt{gH_0}} \cdot \frac{H_0}{H'} \cdot \frac{\partial^2 H'}{\partial x^2}. \end{aligned} \right.$$

D'un autre côté, la formule (2) tient compte de l'inclinaison et de la courbure des filets fluides ; relativement à l'influence des parois, son approximation est la même que celle de la dernière formule (28) ; de sorte que, si nous introduisons dans celle-ci les termes provenant de l'inclinaison et de la courbure des filets fluides, il vient :

$$(29)\qquad \omega_1 = U_0 \pm \sqrt{gH_0} \left(1 + \frac{3}{4} \frac{H'}{H_0} + \frac{F}{6} \cdot \frac{H_0^2}{H'} \cdot \frac{\partial^2 H'}{\partial x^2} \right),$$

après avoir posé :

$$(30)\qquad F = 1 - \frac{3f}{\rho g} \frac{1}{H^2},$$

dont la différence avec l'unité est due à la tension superficielle.

Nous aurions pu arriver directement à la formule complète (29) en menant de front les calculs de M. Boussinesq et ceux que nous venons d'exposer.

VII. *Conclusions.* — L'influence de la tension superficielle sur la vitesse de propagation des ondes parallèles à la surface d'une lame liquide est marquée par l'introduction, dans son terme qui dépend de

la courbure équatoriale de la surface cylindrique de l'onde, d'un facteur égal à l'excès sur l'unité du triple rapport de la tension superficielle au poids spécifique du liquide multiplié par le carré de l'inverse de l'épaisseur normale de la lame.

Si l'onde est complètement positive, elle est retardée dans ses parties concaves et accélérée dans ses parties convexes.

Si l'onde est complètement négative, elle est retardée dans ses parties convexes et accélérée dans ses parties concaves.

Si l'onde totale se compose d'ondes partielles, positives convexes et négatives concaves, elle est accélérée en toutes ses sections.

Ces diminutions et augmentations de vitesse sont en raison directe de la tension superficielle et en raison inverse du poids spécifique du liquide et du carré de la profondeur normale.

VIII. *Évaluations numériques.* — Le facteur F trouvé est, en général, extrêmement voisin de l'unité ; mais, pour de faibles épaisseurs de liquide, son influence devient rapidement très importante.

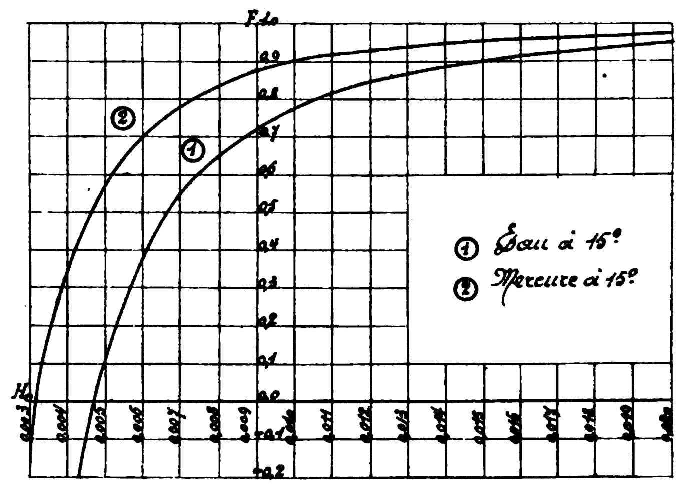


Fig. 1.

Adoptons pour tension superficielle de l'eau à 15° $f = 7^{gr},5$, avec le mètre pour unité de longueur, et calculons F pour des épaisseurs de liquide de plus en plus petites : l'influence de F est encore très faible pour une profondeur de 10 centimètres et moins, jusqu'environ $1^{cm},5$; voici, entre ces limites, de centimètre en centimètre, les

résultats obtenus :

H_0 0,10; 0,09; 0,08; 0,07; 0,06; 0,05; 0,04; 0,03; 0,02
F = 0,9985; 0,9972; 0,9965; 0,9954; 0,9938; 0,9910; 0,9859; 0,9750; 0,9438.

A partir de $H_0 = 0^m,015$, la valeur de F descend sous 0,9 et son influence augmente rapidement pour des profondeurs de liquide inférieures à $0^m,01$. Pour H_0 voisin de $0^m,005$, F passe par zéro et l'influence de la tension superficielle compense celle des courbures; pour une couche moins épaisse, celle-là renverse celle-ci, F devient négatif et augmente rapidement en valeur absolue.

Le tableau suivant donne les valeurs de F relatives à l'eau à 15° et au mercure à 15° pour des épaisseurs de liquide variant de millimètre en millimètre à partir de $H_0 = 0^m,02$. Pour le mercure à 15°, nous avons pris $f = 47$ grammes par mètre.

H_0	F (aq.)	F (Hg.)	H_0	F (aq.)	F (Hg.)
0,020	0,9438	0,9740	0,009	0,7222	0,8715
0,019	0,9377	0,9712	0,008	0,6485	0,8374
0,018	0,9306	0,9678	0,007	0,5408	0,7876
0,017	0,9211	0,9640	0,006	0,3750	0,7094
0,016	0,9121	0,9594	0,005	0,1000	0,5838
0,015	0,9000	0,9529	0,00475	0	
0,014	0,8852	0,9469	0,004	— 0,4062	0,3500
0,013	0,8669	0,9384	0,00322		0
0,012	0,8438	0,9278	0,003	— 1,5000	— 0,1562
0,011	0,8141	0,9140	0,002	— 4,6250	— 1,6025
0,010	0,7750	0,8959	0,001	— 21,5000	— 9,1041

IX. *Courbes de* F. — Les valeurs de F sont données graphiquement en fonction de H_0, pour chaque liquide à température déterminée, par une courbe de troisième degré facile à tracer. Nous donnons ici ces courbes relatives à l'eau à 15° et au mercure à même température, à peu près dans les limites du tableau numérique précédent.

PHILOSOPHICAL MAGAZINE;

T. XI; 1906.

(Mémoires sur la radioactivité et l'ionisation.)

Lord RAYLEIGH. — On Electrical Vibrations and the Constitution of the Atom (Sur les vibrations électriques et la constitution de l'atome). — P. 117-123.

Note to « Electrical Vibrations and the Constitution of the Atom » (Note additionnelle). — P. 292.

On the Constitution of Natural Radiation (Sur la constitution de la radiation naturelle). — P. 123-127.

On an Instrument for Compounding Vibrations, with application to the drawning of Curves such as wight represent white Light (Sur un instrument pour comparer des vibrations, avec application au tracé de courbes susceptibles de représenter la lumière blanche). — P. 127-131.

J.-H. JEANS. — On the Constitution of the Atom (Sur la constitution de l'atome). P. 604-607.

1. Lord Kelvin a émis l'idée de considérer l'atome comme formé d'une série d'électrons négatifs enfermés dans une sphère d'électrisation positive. Les électrons sont supposés se repousser en raison inverse du carré de la distance et être doués d'une inertie qui n'est que l'inertie électromagnétique de l'éther à leur voisinage immédiat. L'effet de la sphère électrisée positivement est simplement de produire un champ de force proportionnel à la distance au centre de la sphère. Les résultats que le calcul a donnés à J.-J. Thomson, en partant de cette conception, dépendent essentiellement du caractère *fini* du nombre des électrons. L'auteur aborde le cas où ce nombre devient infini, où il y a un véritable *nuage* d'électrons ; et il arrive à la conclusion que la fréquence des vibrations d'un pareil système tend vers une limite finie quand le nombre des électrons devient infini. La formule qui lie la fréquence au nombre des électrons rappelle certaines formules de distributions des raies spectrales.

2. Larmor a cherché à caractériser ce qui distingue, au point de vue du développement en série ou en intégrale de Fourier, la lumière blanche et les rayons de Röntgen. Cela conduit lord Rayleigh à étudier le caractère général de la résultante d'un grand nombre de simples trains d'ondes ayant approximativement la même

longueur d'onde. De quelle manière varient l'amplitude résultante et la phase résultante ?

Si l'on a, par exemple, un grand nombre de trains d'ondes, de phases initiales distribuées au hasard (comme dans le cas de la radiation de Röntgen, probablement) et si les composantes sont nombreuses et d'amplitudes égales, l'amplitude résultante a toute chance d'être comprise entre $\frac{1}{4}\sqrt{m}$ et $2\sqrt{m}$, si m est le nombre des composantes.

En fin de compte, Rayleigh est amené à contester l'explication que donne Stokes de la nature des rayons X et de leur absence de réfraction dans tous les corps.

3. A l'occasion de ses études sur la nature de la lumière blanche, Rayleigh a construit un appareil très simple et très ingénieux pour donner le mouvement résultant d'un grand nombre de mouvements vibratoires de périodes différentes.

C'est une simple poutre de bois, horizontale, suspendue en deux de ses points par deux couples de fils attachés au plafond, de façon qu'elle ne peut prendre qu'un mouvement d'oscillation dans le sens de sa longueur (comme le marteau et l'enclume des expériences classiques de Hirn sur l'équivalent mécanique de la chaleur). Un point de cette poutre est muni d'un stylet qui inscrit le mouvement sur une plaque de verre enfumée animée d'un mouvement vertical, ou plutôt sur un disque tournant. A la poutre on suspend des pendules assujettis aussi à n'osciller que dans le sens longitudinal ; l'oscillation d'un de ces pendules, dont la masse est formée d'un morceau de plomb, entraîne un déplacement de la poutre, et, si l'on a deux pendules ou un plus grand nombre de périodes différentes, la poutre prend un mouvement d'oscillation résultant.

4. M. J.-H. Jeans montre que les idées de lord Rayleigh sur la constitution de l'atome formé d'une série d'électrons répandus dans une sphère d'électrisation positive soulèvent de graves difficultés.

M. CLUNG. — The Absorption of α Rays (L'absorption des rayons α). — P. 131-143.

On a appliqué la méthode de Bragg[1] à l'étude de l'ionisation produite par des rayons α, en prenant comme source de ces rayons

[1] Voir ce volume, p. 118.

la matière radioactive déposée sur un fil qu'on a suspendu dans un vase contenant de l'émanation du radium.

Quoique le dépôt sur le fil contienne les trois produits radium A, B et C, comme le radium A disparaît peu de temps après qu'on a soustrait le corps à l'action de l'émanation et que le radium B ne donne pas de rayons du tout, nous avons pratiquement une simple source homogène de rayons α dans le radium C.

Étudions l'absorption par l'air seul. L'ionisation produite, en fonction de l'intervalle d'air traversé, augmente d'abord lentement avec cette épaisseur d'air jusqu'à 4 centimètres environ, puis plus rapidement de 4 centimètres à $5^{cm},8$; Bragg a remarqué déjà qu'à une certaine distance de la source la particule α devient un meilleur ionisant, quoique sa vitesse ait diminué par la traversée d'une certaine épaisseur d'air ; puis l'ionisation atteint un maximum, et ensuite elle tombe d'une façon extrêmement rapide quand l'épaisseur d'air varie de $5^{cm},8$ à $6^{cm},8$; au delà, les rayons α n'ionisent plus du tout. L'ionisation résiduelle est due à ce qu'il subsiste des effets dus à des rayons β et γ.

On a étudié ensuite l'effet d'une épaisseur d'air croissante, mais après avoir introduit sur le trajet des rayons α une ou plusieurs couches d'aluminium de $0^{cm},00031$ d'épaisseur. L'expérience montre que, quel que soit le nombre des couches, chaque couche d'aluminium équivaut sensiblement à une épaisseur d'air constante et égale à $0^{cm},5$.

Howard-L. BRONSON. — The Effect of High Temperatures on the Rate of Decay of the Active Depost from Radium (L'effet des hautes températures sur la vitesse de décroissance du dépôt actif du radium). — P. 143-154.

L'auteur substitue à la méthode ordinaire de mesure des courants d'ionisation, par la *vitesse* de déplacement de l'aiguille d'un électromètre, une méthode dans laquelle ce courant est mesuré par la *position* même de cette aiguille, ce qui permet de reconnaître directement les variations de ce courant.

L'électromètre, relié d'une part au sol, de l'autre au conducteur dont la charge varie par l'action d'une source d'ionisation, est mis en dérivation avec une grande résistance; si l'on établit la communication, le potentiel indiqué par l'électromètre augmentera jusqu'à ce qu'un régime permanent soit établi, auquel cas tout le courant

d'ionisation passera par la grande résistance, et l'électromètre, inséré entre les deux bouts de cette grande résistance, indique simplement la différence de potentiel entre ces deux bouts, c'est-à-dire une grandeur proportionnelle au courant d'ionisation.

L'emploi des très grandes résistances qu'il est nécessaire d'avoir ne s'est pas montré très pratique, à cause des variations que subit la résistance des corps employés. Rutherford a suggéré à l'auteur de substituer à ce courant de conduction à travers une grande résistance un autre courant d'ionisation donné, à travers une boîte bien fermée et pleine de gaz, par une source d'ionisation énergique, dans des conditions où le courant soit très loin du courant de saturation et soit proportionnel à la différence de potentiel entre les conducteurs entre lesquels il passe. Dans ces conditions, l'électromètre mis en dérivation sur ce courant d'ionisation auxiliaire donne une indication proportionnelle au courant, c'est-à-dire proportionnelle au courant principal qu'il s'agit de mesurer.

On a constaté par cette méthode, susceptible de beaucoup plus d'exactitude que celle qui est fondée sur l'appréciation de la vitesse de déplacement d'une aiguille d'électromètre, que la vitesse de décroissance du dépôt actif provenant du radium ne change pas d'une façon sensible entre 700 et 1.100°. Les valeurs précédemment données pour la vitesse de décroissance d'activité du radium B et du radium C doivent être un peu modifiées : au lieu de vingt-huit et vingt et une minutes pour la réduction de moitié de l'activité initiale, il faut compter vingt-six minutes et dix-neuf minutes.

E. RUTHERFORD. — Some Properties of the α Rays from Radium (Quelques propriétés des rayons α du radium). — P. 166-176.

The Retardation of the velocity of the α Particles in passing through Matter (Le ralentissement de la vitesse des particules α en passant à travers la matière). — P. 553-554.

H. BECQUEREL. — On some Properties of the α Rays emitted by Radium and by Bodies rendered Active by the Radium Emanations (Sur quelques propriétés des rayons α émis par le radium et par des corps rendus actifs par l'émanation du radium). — P. 722-723.

M. Becquerel a contesté les théories de Bragg, Kleeman et Rutherford sur les rayons α. Pour ces savants, les rayons α ont une « portée » différente suivant le produit dont ils émanent (radium,

émanation, radium A ou radium C), tandis que, pour M. Becquerel, les particules α envoyées par du radium ont une vitesse uniforme et constituent un faisceau homogène. Pour les savants américains, l'ionisation par les rayons α cesse quand la vitesse initiale, réduite par la traversée d'aluminium ou de couches d'air, est tombée à 60 0/0 environ de sa valeur primitive. Pour M. Becquerel, la traversée de feuilles d'aluminium ne diminue pas la vitesse, mais doit augmenter la masse des particules α.

M. Rutherford donne une interprétation, très acceptable dans sa théorie, d'une des plus intéressantes parmi les expériences nouvelles de M. Becquerel.

M. Becquerel prend une fente étroite, en recouvre la moitié de feuilles d'aluminium minces, et soumet le faisceau de rayons α à un champ magnétique ; la partie de la ligne donnée par les rayons qui ont traversé l'aluminium est exactement dans le prolongement de la ligne donnée par les rayons qui n'ont pas traversé de métal ; la déviation magnétique étant la même dans les deux cas, c'est que la vitesse des particules α est la même, donc qu'il n'y a pas réduction de vitesse, comme le veut la théorie de Rutherford, par la traversée de l'aluminium.

M. Rutherford remarque qu'on n'a plus d'action sur la plaque photographique à une vitesse réduite à 60 0/0 de la vitesse initiale des rayons α. Donc l'arête extérieure de la ligne obtenue sur la plaque, correspondant aux rayons les plus lents et par suite les plus déviés par le champ magnétique, doit être exactement à la même place pour des rayons α n'ayant pas traversé d'aluminium et des rayons α ayant traversé plusieurs feuilles. Dans le cas de rayons ayant traversé plusieurs feuilles, le faisceau est, dans son ensemble, plus dévié, mais tout ce qui est au delà des rayons réduits à 60 0/0 de leur vitesse initiale n'a plus d'action photographique.

La limite extérieure des impressions photographiques est donc la même dans les deux cas. La limite intérieure serait un peu plus voisine de la limite extérieure dans le cas des rayons ayant traversé l'aluminium ; la ligne serait donc un peu plus déviée, mais c'est là un effet peu visible. Dans une nouvelle note, parue aux *Comptes Rendus* (12 février 1906) et publiée dans le *Philos. Magaz.* (p. 722), M. Becquerel décrit des expériences qui l'ont conduit à la conclusion de Rutherford : retard des rayons α par la traversée de l'aluminium.

M. Rutherford a conclu de nouvelles mesures que les rayons α

perdent leur pouvoir ionisant après que leur vitesse est tombée à $0,43v_0$, v_0 étant la vitesse initiale des particules α émises par un fil activé par l'émanation.

HERBERT-N. MC. COY. — The Relation between the Radioactivity and the Composition of Uranium Compounds (La relation entre la radioactivité et la composition des composés de l'uranium). — P. 176-186.

On a d'abord étudié différents composés radioactifs en couche mince. L'activité d'une préparation augmente avec l'épaisseur de la couche jusqu'à un maximum. L'activité d'une préparation pure de U^3O^8 est 791, c'est-à-dire que l'activité totale de 1 gramme d'uranium pur est 791 fois celle de 1 centimètre carré d'une couche de U^3O^8 pur suffisamment épaisse pour donner son maximum d'activité.

Cela posé, on a trouvé que les minerais d'uranium ont tous, à 1 0/0 près, le même rapport entre leur teneur en uranium et leur activité et que le rapport de l'activité au poids d'uranium est 3.280 au lieu d'être 791, comme pour l'uranium pur. Donc l'uranium contenu dans des minerais est 4,15 fois aussi actif que l'uranium préparé par voie chimique ; cela tient aux corps radioactifs, radium notamment, que donne l'uranium en se détruisant, et qui, à l'état d'équilibre pour des minerais assez anciens, sont en proportion constante dans l'uranium.

NORMAN-R. CAMPBELL. — The Radiation from Ordinary Materials (La radiation émanée des matières ordinaires). — P. 206-226.

Dans une boîte parallélipipédique dont une des faces peut se déplacer au moyen d'une glissière, et qui renferme à son intérieur une cage cylindrique de toile métallique dont la longueur est ainsi variable, on fait des mesures d'ionisation entre un fil pris pour électrode et la toile métallique qui constitue la surface latérale du cylindre ; l'une des bases du cylindre est recouverte de la matière à étudier, qui peut être soit du plomb commercial, soit du plomb purifié, soit du cuivre, soit de l'aluminium, etc. On peut entourer toute la boîte d'une enveloppe en plomb épais pour arrêter toute radiation venant de l'extérieur, et se rendre compte de l'importance de cette radiation dans le cas où l'on ne prend pas de précaution pour l'arrêter.

L'une des dimensions de la boîte, et également de la cage où l'on

étudie l'ionisation, est précisément maintenue variable, pour permettre de faire un départ entre les divers agents ionisants (radiations, très absorbables et radiations pénétrantes, venant des extrémités de la boîte, radiations venant de la cage à toile métallique). D'une discussion fort délicate, il semble bien résulter que, dans les conditions ordinaires, les métaux usuels émettent des rayons analogues aux rayons α des corps radioactifs. Le plomb serait le plus actif des métaux usuels.

Il ne paraît pas que cette radioactivité du plomb soit due à des traces de radium; en effet, s'il en était ainsi, une part de l'ionisation produite serait due à de l'émanation, et on l'écarterait en chassant brusquement cette émanation pour la remplacer par de l'air frais : en opérant ainsi pour une solution de plomb dans l'acide nitrique qu'on a laissé au repos vingt-deux jours après l'avoir préparée, de manière à laisser se produire un équilibre radioactif, et chassant l'air saturé de vapeur qui la surmonte pour le remplacer par de l'air frais, on ne modifie pas l'état d'ionisation au voisinage dans la proportion de 1 0/0.

A. BUNSTEAD. — The Heating Effect produced by Röntgen Rays in different Metals, and their Relation to the Question of Change in the Atom (Les effets d'échauffement produits par les rayons de Röntgen dans les différents métaux, et leur relation avec la question du changement dans l'atome). — P. 292-317.

On constitue un radiomètre à lames d'aluminium, et en avant, en dehors de l'ampoule, mais aussi près que possible, on dispose un disque vertical d'ébonite, à fenêtres qui peuvent être obturées par une feuille métallique. On fait tomber sur ces feuilles métalliques, qui seront du plomb ou du zinc, un faisceau de rayons Röntgen qui échauffera le métal, et on étudiera l'effet calorifique produit par ce métal échauffé sur les ailettes du radiomètre. En faisant tourner le disque d'ébonite de manière qu'il présente successivement au radiomètre sa fenêtre couverte de plomb ou sa fenêtre couverte de zinc, on pourra comparer l'effet produit sur ces deux métaux.

Il faut se débarrasser de toute action résiduelle propre aux rayons Röntgen : l'auteur a pris deux lames, l'une de plomb de $0^m,30$ d'épaisseur, l'autre de zinc de $0^m,82$, dont les épaisseurs sont choisies de manière à absorber également les rayons Röntgen incidents; peut-être sur ce point y aurait-il quelques réserves à faire : pour égaliser les

pouvoirs émissifs, on a recouvert les deux métaux, sur celle de leurs faces qui regarde le radiomètre, d'une feuille d'aluminium. Le résultat général des expériences est que les rayons Röntgen développent dans le plomb environ deux fois plus de chaleur que dans le zinc.

Ces mesures sont particulièrement importantes si l'on admet que, par le moyen des rayons Röntgen, les atomes de certains éléments peuvent être brisés et que l'énergie ainsi libérée forme une partie (et peut-être la plus grande partie) de l'énergie qui apparaît quand les rayons sont absorbés par la matière.

W.-H. BRAGG et KLEEMAN. — On the Recombination of Ions in Air and other Gases (Sur la recombinaison des ions dans l'air et les autres gaz). — P. 466-484.

Les auteurs partent de cette idée que le phénomène de la recombinaison des ions est moins simple qu'on ne l'a imaginé. En particulier, les ions nouvellement formés doivent présenter une plus grande facilité à se recombiner entre eux. Il est possible aussi qu'un électron nouvellement arraché par le choc d'une particule α à un atome ait une vitesse assez faible pour être aussitôt repris par l'atome. Bref, quand on raisonne en appelant p le nombre total des ions positifs libres dans 1 centimètre cube et n le nombre total des ions négatifs, il semble qu'on confonde des ions pouvant avoir des propriétés différentes.

On a cherché, par des expériences intéressantes, mais d'une interprétation peut-être délicate, à justifier cette façon de voir.

On a, d'abord, étudié le courant d'ionisation à travers une chambre d'ionisation où passent des rayons α produits par du bromure de radium, et tracé les courbes donnant le courant en fonction du champ (en volts par centimètre). On obtient une courbe à asymptote horizontale, tendant vers un courant de saturation. On a tracé, par exemple, les trois courbes relatives à des chambres de 3 millimètres d'épaisseur, de 4 millimètres, de 9 millimètres, et on a réduit les ordonnées de manière à ce que les valeurs du courant de saturation soient représentées par la même ordonnée dans les trois cas. On trouve, dans ces conditions, que la courbe relative à la chambre de 9 millimètres passe au-dessous des autres, qu'avec cette chambre on n'atteint le courant de saturation que pour un champ électrique plus fort. Pour des potentiels élevés, en effet, αn^2 (α étant le coefficient de recombinaison) est négligeable ; quand le potentiel est bas, qu'on a un champ de 1

ou 2 volts par millimètre, les ions se meuvent assez lentement pour que n soit grand, et αn^2 n'est plus négligeable. Cela montre que, quand la densité des ions est notable, les dimensions de la chambre d'ionisation ne sont pas sans influence sur la courbe d'ionisation, tandis que cette influence disparaît dès que la densité des ions est faible.

Or, si l'on distingue la *recombinaison initiale* de la *recombinaison générale*, on reconnaît que la recombinaison initiale ne doit pas dépendre de la forme et des dimensions de la chambre d'ionisation; tandis que, si l'on double, par exemple, l'épaisseur de la chambre d'ionisation, les chances de rencontre d'un ion positif donné avec un ion négatif doublent: par suite, il y a plus d'ions recombinés avant d'atteindre les électrodes, et cela doit diminuer le courant d'ionisation entre électrodes pour le même champ. C'est ce que l'expérience donne; mais le fait que l'effet est très faible et disparaît pour une densité d'ions un peu faible est regardé par l'auteur comme une preuve que la *recombinaison initiale* a un rôle important.

Cette recombinaison initiale doit jouer un rôle plus considérable encore dans des gaz à molécules complexes, tels que le chlorure d'éthyle. On a comparé spécialement ce que donne ce gaz à diverses pressions avec ce que donne l'air, toujours quand il est ionisé par du radium C et étudié dans une chambre d'ionisation.

Les courbes utilisées ici sont les courbes donnant le courant d'ionisation en fonction de la distance du radium C à la chambre d'ionisation. On a l'habitude de porter toujours les distances (en centimètres) en ordonnées et les ionisations en abscisses. Ceci est essentiel pour comprendre toutes les remarques relatives à la forme de ces courbes. Ces courbes ont une partie presque verticale (le courant d'ionisation restant le même d'abord quand la distance augmente), présentent pour une certaine distance un maximum d'ionisation, et ensuite une branche descendant très rapidement et ramenant le courant d'ionisation à zéro pour une distance convenable; on les a tracées pour le chlorure d'éthyle pour des pressions de $22^{mm},5$; $32^{mm},5$; $41^{mm},0$ et $53^{mm},8$; et pour l'air, pour des pressions analogues.

Pour repérer un point bien déterminé sur chacune de ces courbes, on prend le point où elle coupe la courbe d'ionisation obtenue dans la même chambre et avec le même gaz, en prenant, au lieu de radium C, du radium A qui agit par l'émanation. La portion de courbe est presque horizontale, et elle coupe la partie verticale de la courbe donnée par le radium C; on a donc un point de rencontre bien défini.

Si on appelle I le courant d'ionisation correspondant à ce point (mesuré en unités arbitraires, mais identiques dans les diverses expériences), R la distance du radium à la chambre qui correspond à ce point, et P la pression du gaz, on trouve que, si le premier varie, le produit RI est constant pour un même gaz, et de même le produit RP. RI, pour le chlorure d'éthyle, est en moyenne 3.260, et RP (R en centimètres, P en millimètres de mercure), 155 ; pour l'air, RI = 2.560, et RP = 350. Donc la distance de la chambre, « the range », est en raison inverse de la pression; de plus, le nombre total d'ions mis en liberté dans un gaz est indépendant de la pression, mais varie d'un gaz à l'autre, et l'ionisation totale est beaucoup plus grande dans le cas du chlorure d'éthyle.

H.-A. WILSON et E. GOLD. — On the Electrical Conductivity of Flames containing Salt Vapours for Rapidly Alternating Currents (Sur la conductibilité électrique des flammes contenant des vapeurs de sels pour des courants alternatifs à grande fréquence). — P. 484-505.

En plaçant deux électrodes dans une flamme et essayant d'y faire passer le courant alternatif d'une bobine de Tesla, on a constaté que la flamme, chargée de vapeurs salines, se comporte comme un isolant; on a mesuré la capacité par une disposition du pont de Wheatstone présentant sur ses trois autres branches des condensateurs réglables. On a reconnu qu'une flamme contenant une vapeur de sel alcalin agit comme un milieu isolant de très grand pouvoir inducteur spécifique. La capacité apparente des électrodes de platine plongées dans la flamme varie comme la racine carrée de la conductivité de la même vapeur saline pour des courants continus. La capacité apparente est en raison inverse de la racine carrée de la force électromotrice efficace; elle est indépendante de la fréquence et de la distance des électrodes.

On rend très bien compte de ces résultats en admettant qu'il y a dissociation en ions, comme dans la théorie ordinaire de la conductibilité, mais que les ions positifs, soit par leur inertie, soit par leur résistance visqueuse au mouvement, ont une vitesse assez réduite par rapport à celle des ions négatifs pour ne jouer qu'un rôle négligeable. La théorie, assez simple, conduit à la formule :

$$c = \sqrt{\frac{ne}{8\pi v_0}},$$

pour l'accroissement de la capacité entre électrodes due à la présence de la flamme ; n est le nombre des ions positifs par centimètre carré, e leur charge, et v_0 la force électromotrice maximum.

E. HURST. — Genesis of Ions by Collision and Sparking Potentials in Carbon Dioxid and Nitrogen (Genèse des ions par collision et potentiel explosif dans l'anhydride carbonique et l'azote). — P. 535-553.

Nombreuses mesures sur la relation entre la distance explosive (entre plateau de zinc et plateau de quartz argenté), soit sous l'influence de la lumière ultra-violette, soit sans lumière, dans une atmosphère d'azote et dans une d'anhydride carbonique. On a retrouvé applicable la formule théorique de Townsend, vérifiée par ce physicien dans l'air et dans l'hydrogène :

$$a = \frac{\log \alpha - \log \beta}{\alpha - \beta},$$

où α est le nombre de nouveaux ions de chaque espèce produits dans la traversée de 1 centimètre de longueur, dans le gaz, par un ion négatif, et β le même nombre d'ions produits par un ion positif ; $\frac{\alpha}{p}$ et $\frac{\beta}{p}$ se montrent, comme précédemment, fonctions seulement de $\frac{X}{p}$, p étant la pression, et X le champ.

Mais, tandis que pour l'azote et l'anhydride carbonique α est du même ordre de grandeur, β est beaucoup plus petit pour CO^2 que pour l'azote. Pour un nombre égal de collisions dans les mêmes conditions, un ion négatif fait 2.400 fois plus d'ions qu'un ion positif dans l'anhydride carbonique ; tandis que, dans les mêmes conditions, un ion négatif ne produit que 22 fois plus d'ions que n'en produit un ion positif dans l'azote.

A.-S. EVE. — The Absorption of the γ Rays of Radioactive Substances (L'absorption des rayons γ des substances radioactives). — P. 586-595.

On a proposé d'évaluer l'activité des divers corps radioactifs par la quantité de rayons γ qu'ils émettent. Il avait semblé que les rayons γ émis par tous les corps radioactifs étaient de même nature et possédaient le même coefficient d'absorption par le plomb. Cela n'est

vrai que pour certaines sources de rayons γ. Le radium, l'uranite, le thorium et le radiothorium émettent des rayons γ qui sont absorbés dans la même proportion par le plomb. La valeur du coefficient d'absorption λ de la formule :

$$I = I_0^{-\lambda l},$$

où l est l'épaisseur traversée en centimètres, varie seulement de 0,57 à 0,46 pour toutes ces substances, pour des épaisseurs de plomb variant de 6 millimètres à 3 centimètres.

Mais le nitrate d'urane émet des rayons γ moins pénétrants, pour lesquels $\lambda = 1,4$. Et l'actinium émet quatre espèces de rayons :

1° Des rayons α ;

2° Des rayons β homogènes pour lesquels $\lambda = 163$ (dans le plomb) ;

3° Des rayons plus pénétrants, qui sont ou des rayons β ou des rayons γ, pour lesquels, d'après Eve, $\lambda = 4,1$;

4° Enfin des rayons γ plus pénétrants, pour lesquels λ varie de 2,7 à 2,8.

L'auteur engage à prendre comme étalon d'activité une masse de 1 kilogramme de nitrate de thorium scellé dans un vase de verre mince de 15 centimètres de diamètre, placée sous une couche de plomb de 1 centimètre d'épaisseur.

W.-H. BRAGG. — On the Ionization of Various Gases by the α Particles of Radium (Sur l'ionisation de divers gaz par les particules α du radium). — P. 617-632.

Détermination, pour certains gaz, et notamment pour l'acétylène et pour le pentane, du « pouvoir d'arrêt » pour les rayons α, et, d'autre part, de l'ionisation totale, mesurée par le produit RI, où R et I ont la signification indiquée dans un mémoire précédent.

On trouve pour l'ionisation totale dans les pentanes rapportée à ce qu'elle est dans l'air : 1,41 ; pour l'ionisation totale dans l'acétylène, 1,29, et pour les pouvoirs d'arrêt rapportés à l'air : 3,59 pour le pentane, et 1,11 pour l'acétylène.

W.-H. BRAGG. — The α Particles of Uranium and Thorium (Les particules α de l'uranium et du thorium). — P. 754-769.

La « portée » des particules α issues de l'uranium est évaluée par la valeur du produit ρd de l'épaisseur de métal traversé par la densité, avant que les rayons ne perdent leur pouvoir d'ionisation. On trouve $\rho d = 450 . 10^{-5}$.

Pour le radium, à peu près le même nombre; de même pour le thorium. Le radium C conduit à une valeur moindre de $\rho d = 220 . 10^{-5}$.

O. HAHN. — On some Properties of the α Rays from Radiothorium (Quelques propriétés des rayons α du radiothorium). — P. 793-806.

En étudiant les rayons α donnés par le radiothorium, l'auteur a reconnu d'abord comme Rutherford et Bragg, avec les rayons α du radium, qu'il y a équivalence entre des feuilles d'aluminium de $0^{cm},00031$ et des épaisseurs d'air de $0^{cm},53$. Ce résultat lui a été fourni par la méthode de la scintillation. A un certain nombre de feuilles de métal ou à une certaine épaisseur d'air, on voit brusquement disparaître la scintillation au spinthariscope de Crookes.

Le radiothorium a donné une courbe représentant l'ionisation (en abscisses) en fonction de la distance verticale (en ordonnées) qui rappelle celle du radium C, mais qui est complexe ou plutôt qui rappelle la figure donnée par Braggs où la partie de la courbe d'ionisation du radium C est coupée par la partie horizontale de la courbe d'ionisation de l'émanation. M. Hahn en déduit qu'il y a émission de particules α par deux corps différents. La distance du produit à la chambre d'ionisation allant croissant à partir de 0, l'ionisation totale augmente d'abord lentement, puis plus vite jusqu'à un maximum obtenu pour une distance de $3^{cm},5$, baisse brusquement jusqu'à la distance de $4^{cm},4$, où l'on aborde alors une seconde courbe de même forme que la première ; on a ionisation croissante jusqu'à un nouveau maximum obtenu pour $6^{cm},4$, et ensuite décroissance rapide jusqu'à $8^{cm},5$. L'auteur conclut à l'existence d'un nouveau produit qui se transforme très rapidement eu égard au thorium B, et qui émet des rayons α avec une vitesse propre.

Il résume les connaissances acquises par les travaux antérieurs et

par ses propres travaux sur le thorium dans le tableau suivant, où sont figurés les produits de transformation successifs du thorium :

Produit	Nature des rayons émis	Temps pour que le produit soit à moitié transformé
Thorium......	probablement pas de rayons	environ 10^9 années
Radiothorium.	rayons α	?
Thorium X....	— α	4 jours
Emanation....	— α	54 secondes
Thorium A....	pas de rayons	$10^h,6$
Thorium B....	rayons α	1 heure
Thorium C....	rayons α, β, γ	quelques secondes?
?	—	—

Howard-L. BRONSON. — On the Ionization produced by α Rays (Sur l'ionisation produite par les rayons α). — P. 806-812.

L'auteur a vérifié minutieusement : 1° qu'au delà de 7 centimètres d'air les rayons α provenant d'un corps rendu radioactif par l'émanation du radium n'ont plus aucun pouvoir ionisant, ou du moins que ce pouvoir est tombé à moins de 0,07 0/0 de sa valeur maximum; 2° que le radium B n'émet point de rayons α.

J.-S. TOWNSEND. — The Field of Force in a Discharge between Parallel Plates (Le champ de force dans une décharge entre des plans parallèles). — P. 729-746.

Important mémoire, destiné à éclairer le problème de la différence entre le potentiel explosif et le potentiel suffisant pour maintenir un courant de décharge entre plans parallèles. Comme illustration des considérations théoriques de l'auteur, citons les expériences suivantes :

Dans un tube de verre de 2 centimètres et demi de diamètre sont deux électrodes planes et parallèles N et P. Une toile métallique est montée sur un anneau de laiton R porté lui-même à l'extrémité d'un tube d'ébonite. Cette toile est maintenue entre les deux électrodes, et leur position relative peut être réglée à volonté.

Les fils de la toile ont $0^{mm},1$ d'épaisseur et 1 millimètre de distance, et ils sont disposés parallèlement à la surface des électrodes.

Une pile de force électromotrice connue est réunie, à travers un galvanomètre, aux électrodes, et l'on peut, d'autre part, augmenter

progressivement le potentiel des fils métalliques jusqu'à ce qu'une étincelle éclate.

Le tableau suivant donne le potentiel V entre les deux électrodes, fonction du potentiel V′ entre l'électrode négative et la toile métallique au moment où l'étincelle éclate :

V	550	600	640	680	700
V′	240	210	170	150	100

Ainsi l'on voit que le potentiel explosif entre les deux électrodes peut être abaissé de 150 volts en accroissant l'intensité du champ électrique au voisinage de l'électrode négative.

On peut parvenir au même résultat en isolant la toile métallique et la réunissant à une borne d'un voltmètre électrostatique dont l'autre borne est réunie à l'électrode négative. Une petite quantité de radium est tenue en dehors du tube, en face de la région comprise entre la toile métallique et l'électrode positive. La toile prend ainsi une petite charge positive, et quand la différence de potentiel entre elle et l'électrode négative a pris une valeur suffisante, l'étincelle éclate entre les électrodes. Plus grande est la différence de potentiel entre les électrodes, et, moindre est la charge prise par la toile métallique avant que l'étincelle ne passe. On retrouve ainsi des résultats identiques à ceux du tableau précédent.

Ce rôle de la distribution du potentiel sur l'espace compris entre les deux électrodes peut d'ailleurs s'interpréter naturellement dans la théorie de la décharge précédemment donnée par ce savant.

J.-J. THOMSON. — On the Number of Corpuscules in an Atom (Sur le nombre des corpuscules dans un atome). — P. 769-782.

Des considérations théoriques empruntées, d'abord à la dispersion de la lumière, ensuite à la diffusion des rayons Röntgen par les gaz, enfin à l'absorption des rayons β, conduisent à admettre que le nombre des corpuscules dans un atome n'est pas seulement proportionnel, mais est *égal* au poids atomique. On est en effet conduit à admettre que le nombre n des corpuscules dans l'atome d'hydrogène n'est pas beaucoup plus grand que 1.

HAROLD-A. WILSON. — The Velocities of the Ions of Alkali Salt Vapours at High Temperatures (Les vitesses des ions des vapeurs des sels alcalins à haute température). — P. 790-793.

L'auteur, d'accord avec Marx, avait été amené à penser que la vitesse des ions négatifs dans les flammes contenant des sels alcalins était la même, quel que fût le métal, à une température donnée. Les expériences de Moreau paraissent indiquer, au contraire, qu'à égalité de concentration moléculaire l'ion négatif Na a une plus grande vitesse que l'ion négatif K. L'auteur fait observer que les sels de potassium étant, à égalité de concentration moléculaire et pour des concentrations suffisamment faibles, quatre fois environ plus conducteurs que ceux de sodium, si l'on veut comparer des flammes d'égale conductibilité, il faut comparer des solutions de sels de potassium aux solutions de sels de sodium quatre fois plus concentrées, et qu'il résulte alors des nombres donnés par Moreau qu'on retrouve ainsi la presque égalité des vitesses des ions des deux espèces de sels pour la même conductibilité.

CH.-G. BARKLA. — Secundary Röntgen Radiation (Radiation secondaire de Röntgen). — P. 812-829.

Nombreuses expériences sur l'émission des radiations secondaires par les corps frappés par les rayons de Röntgen (rayons S de M. Sagnac). L'auteur ne trouve pas de relation périodique entre le poids atomique de la substance émettant la radiation et le caractère de la radiation secondaire. En ce qui concerne la polarisation de ces radiations, l'auteur indique qu'en certains cas des substances frappées par des rayons Röntgen primaires, eux-mêmes partiellement polarisés, émettent aussi une radiation secondaire partiellement polarisée et dont le caractère diffère d'autant moins de celui de la radiation primaire que le corps rayonnant est de plus faible poids atomique; tandis que le fer, le cuivre, le plomb n'émettent jamais de radiation secondaire polarisée. La radiation secondaire a toujours été trouvée moins pénétrante que la radiation primaire.

B. BRUNHES.

COMPTES RENDUS DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES;

T. CXLII; 1er semestre 1906 (*fin*).

G. MILLOCHAU et M. STEFANIK. — Sur un nouveau dispositif de spectrohéliographe. — P. 825.

JANSSEN. — Remarque. — P. 826.

Les auteurs évitent les vibrations gênantes du spectrohéliographe en réduisant les parties frottantes à quatre articulations à pointes. De plus, la deuxième fente de l'appareil est construite de façon qu'on puisse avoir, sur la plaque même où doit être photographiée l'image solaire, un enregistrement de la position de cette fente par rapport au spectre.

JOUGUET. — Sur l'accélération des ondes de choc planes. — P. 831.

Théorie mathématique.

CH.-EUG. GUYE. — Sur la valeur numérique la plus probable du rapport $\frac{\varepsilon}{\mu_0}$ de la charge à la masse de l'électron dans les rayons cathodiques. — P. 833.

En s'appuyant sur les expériences de Simon, l'auteur montre que la valeur la plus probable de $\frac{\varepsilon}{\mu_0}$ est :

$$\frac{\varepsilon}{\mu_0} = 1,878 \,.\, 10^7$$

au lieu de $1,892 \,.\, 10^7$; cette valeur corrigée concorde mieux avec celle donnée par Kauffmann pour les électrons du radium et qui est $1,858 \,.\, 10^7$.

H. OLLIVIER. — Influence de la compressibilité sur la formation des gouttes. P. 836.

La formation d'une gouttelette liquide à un orifice non mouillé est influencée par l'élasticité des parois et par la compressibilité du

liquide. Le temps qui s'écoule entre la chute d'une goutte et l'apparition, très brusque, de la goutte suivante est proportionnel au volume du corps élastique agissant. On mesure ainsi les coefficients de compressibilité et d'élasticité des liquides et des solides.

G. BIGOURDAN. — Sur un moyen de contrôler un système d'horloges synchronisées électriquement. — P. 865.

JEAN MASCART. — P. 1263.

Après avoir indiqué les causes de dérangement du système, l'auteur montre qu'on peut en être averti par un dispositif simple, qui consiste à installer, dans le circuit synchronisateur commandé par la pendule directrice, à côté de chaque horloge synchronisée ou centre horaire, un galvanoscope. L'aiguille aimantée de cet appareil est déviée à chaque seconde, mais on supprime une fois par minute, à la seconde zéro par exemple, l'émission du courant synchronisateur. Il y a alors un repos, et un seul, par minute de l'aiguille, et cela à la seconde zéro de chaque minute, ce dont on peut s'apercevoir facilement.

M. Maxant, de la maison Bréguet, propose l'installation d'un voyant rouge qui apparaît à côté du cadran dès que le centre horaire est décalé par rapport à la tête de ligne. M. Mascart propose de même un système où les galvanoscopes sont arrêtés quand les centres horaires ne sont plus commandés par la pendule directrice.

CH. MAURAIN. — Dichroïsme, biréfringence et conductibilité de lames métalliques minces obtenues par pulvérisation cathodique. — P. 870.

Les lames de bismuth et d'or, préparées dans certaines conditions par pulvérisation cathodique, ont la propriété d'être très fortement dichroïques ; de plus, leur conductibilité électrique varie avec la direction, les directions de conductibilité maxima et minima coïncidant avec les directions des vibrations les plus et les moins absorbées ; enfin, ces lames sont biréfringentes et les sections principales coïncident avec les deux directions de maximum et minimum précédemment définies.

J. AMAR. — Osmose gazeuse à travers une membrane. — P. 873.

Courbe de l'osmose de CO^2 à travers une membrane colloïdale, devenue imperméable par dessiccation, quand le gaz arrive sous pression par sa surface interne. Mise en évidence du rôle propre de la membrane et de la dissymétrie de ses surfaces interne et externe.

L'osmose, à travers le tissu employé, ne se conforme ni aux lois expérimentales de Graham et Bunsen, ni aux théories de Stefan et O. Meyer.

J. BECQUEREL. — Sur les variations des bandes d'absorption d'un cristal dans un champ magnétique. — P. 874.

L'auteur a déjà indiqué(1) que les bandes d'absorption du xénotime étaient modifiées dans un champ magnétique. Il étudie en détail le cas où le rayon lumineux est dirigé suivant les lignes de force, avec l'axe optique parallèle ou perpendiculaire à ces lignes. Un fait remarquable à signaler est la variabilité du sens dans lequel le champ magnétique déplace des vibrations circulaires de même sens, ce qui peut s'expliquer en admettant que certaines bandes correspondent à des vibrations d'électrons positifs non encore observés dans les phénomènes magnéto-optiques.

G. CLAUDE et R.-J. LÉVY. — Sur la production des vides élevés à l'aide de l'air liquide. — P. 876.

Un vide partiel est fait d'abord avec une trompe dans l'enceinte à vider et dans deux ou plusieurs récipients à charbon qui communiquent avec elle; un des récipients est ensuite immergé dans l'air liquide, ce qui augmente le degré de vide; puis on l'isole et un deuxième récipient est immergé dans l'air liquide, etc. On a pu ainsi, partant d'une pression initiale de 2 millimètres de mercure, arriver en quinze minutes à l'extinction pour 5 tubes de Crookes de 1 litre de capacité vidés simultanément.

---

(1) Voir *C. R.*, 26 mars 1906.

MARAGE. — Qualités acoustiques de certaines salles pour la voix parlée. — P. 878.

Dans une salle où est produit un son continu, on peut entendre : 1° l'onde primaire venant de la source ; 2° les ondes diffusées produisant le son de résonance ; 3° les ondes réfléchies fournissant des échos distincts. Une salle est bonne quand il n'y a pas d'écho et quand le son de résonance est assez court pour renforcer le son qui l'a produit sans empiéter sur le suivant. L'auteur a expérimenté sur plusieurs amphithéâtres de la Sorbonne et la salle du Trocadéro, avec ou sans auditeurs. Il a trouvé, comme l'avait prévu Sabine [1], que le son de résonance caractérise l'acoustique d'une salle, que sa durée varie avec les qualités du son primitif, et peut se représenter par $t = \frac{K}{a + x}$, où K est une constante, a et x sont les pouvoirs absorbants de la salle et des auditeurs. L'acoustique est bonne pour une durée du son de résonance de 1/2 à 1 seconde ; pour une durée supérieure à 1 seconde, il faut parler lentement et pas trop fort.

H. BUISSON. — Sur les variations de quelques propriétés du quartz. — P. 881.

De beaux cubes de quartz de 4 à 5 centimètres d'arête ont donné des différences dans la densité, la dilatation, l'indice et le pouvoir rotatoire ; ces différences sont toutes de même sens, et correspondent à des nombres plus faibles pour le cube de 5 centimètres. Le quartz n'est donc pas un corps pur et homogène, et il est impossible de savoir si la surface d'onde y est rigoureusement une sphère pour l'onde ordinaire ou une surface de révolution pour l'extraordinaire.

F. DIENERT. — Sur la radioactivité des sources d'eau potable. — P. 883.

Étude de la radioactivité des sources captées par la ville de Paris et de leur conductibilité. Il ne semble pas y avoir de relation entre ces deux propriétés.

---

(1) Voir *J. de Phys.*, t. X, 1901, p. 38.

Cl. ROZET. — Observations d'ombres volantes au lever et au coucher du soleil. P. 913.

Si on reçoit sur un écran les rayons du soleil à son lever ou à son coucher, on aperçoit des bandes sombres d'un gris uniforme plus ou moins espacées, qui parcourent à des vitesses variables la portion éclairée de l'écran. Si celui-ci est normal aux rayons, l'orientation des bandes est parallèle à la partie de l'arête de la montagne où le soleil se lève ou se couche. La direction de leur déplacement est toujours perpendiculaire à leur orientation, mais ce déplacement peut se faire dans deux sens opposés.

M. BRILLOUIN. — Les courbures du géoïde dans le tunnel du Simplon. — P. 917.

Étude avec l'appareil d'Œtvos perfectionné par l'auteur. — L'ellipticité du géoïde dans le tunnel dépasse 50 à 100 fois celle de l'ellipsoïde; elle est très variable en grandeur et en direction à l'intérieur du tunnel, et très différente de ce qu'elle est à l'extérieur.

L. ROTCH et L. TEISSERENC de BORT. — Résultat des sondages dans la région des alizés. — P. 919.

Résultats des ascensions de cerfs-volants dans la région des Canaries.

L. MALASSEZ. — Evaluation des distances foco-faciales des objectifs microscopiques. — P. 927.

Description de trois procédés donnant des résultats concordants.

DEVAUX-CHARBONNEL. — Emploi de l'électro-diapason comme générateur de courants alternatifs. — P. 953.

Le courant fourni par l'électro-diapason, même après passage dans un transformateur, est loin d'être sinusoïdal. A côté du courant principal, il y a des harmoniques supérieurs très développés et de haut voltage, ce qui explique les effets d'induction électrostatique que l'on observe au voisinage de fils traversés par ces courants.

M. YEGOUNOW. — La diffusion des solutions et les poids moléculaires. — P. 954.

Il y a un rapport constant, pour les solutions équimoléculaires de toutes les substances, entre le coefficient de diffusibilité et la vitesse du mouvement de diffusion dans une section donnée. Si la section varie, la vitesse varie et par suite la constante. La vitesse varie, de plus, en progression arithmétique quand la concentration de la solution varie en progression géométrique.

Ces résultats permettraient de déterminer les poids moléculaires.

M. STEFANIK. — Contribution à l'étude du spectre infra-rouge. — P. 987 et 1569.

G. MILLOCHAU et STEFANIK. — P. 945.

MILLOCHAU. — P. 1407.

L'étude du rouge extrême et de l'infra-rouge est rendue beaucoup plus facile par l'absorption, à l'aide d'écrans, de la totalité des radiations lumineuses du spectre. On en a de belles photographies en absorbant le plus possible les autres radiations, et utilisant la propriété des rayons infra-rouges de détruire l'action photographique sur une plaque sensible insolée au préalable.

Les écrans colorés facilitent en outre la visibilité de la portion du spectre qui les traverse, et permettent de reculer les limites de visibilité.

La méthode doit donc être recommandée en particulier pour l'étude spectrale de la chromosphère et de la couche renversante.

J. DE KOWALSKI et B. HUBER. — Sur les spectres des alliages. — P. 994.

Les auteurs, étudiant l'influence de la self-induction sur les spectres de la décharge oscillante entre électrodes formées de métaux purs ou d'alliages, ont constaté que la self faisait disparaître un plus grand nombre de lignes du spectre dans le cas des métaux purs que dans celui des alliages.

Les lignes qui n'ont pas disparu dans le spectre des alliages sont les mêmes pour l'alliage Zn-Cu que pour Mg-Cu. Elles appartiennent au cuivre, et ont été observées, sauf une, dans le spectre de l'arc par Kayser et Runge.

H. DESLANDRES. — Méthodes pour la recherche, en dehors des éclipses, des amas de particules brillantes mêlés aux gaz et vapeurs dans la partie basse de l'atmosphère solaire. — P. 1009.

Historique de la question, et exposé des méthodes qui peuvent être appliquées à cette recherche.

JOUGUET. — Sur l'accélération des ondes de choc sphériques. — P. 1034.

Théorie mathématique.

A. BLONDEL. — Application du principe de la superposition à la transmission des courants alternatifs sur une longue ligne. Représentation géométrique. — P. 1036 et 1503.

Théorie mathématique et étude simplifiée des effets de capacité. Épure d'une transmission, qui est la superposition de deux épures relatives à la marche à vide et au fonctionnement en court-circuit.

G. MESLIN. — Sur les interférences produites par un réseau limitant une lame mince. — P. 1039.

Quand on dispose un réseau sur la surface convexe d'une lentille, on aperçoit de larges anneaux, qui s'observent dans un faisceau de lumière non limitée, et semblent localisés dans le voisinage du réseau dont les traits sont supposés perpendiculaires au plan d'incidence.

Ils se distinguent des anneaux de Newton en ce qu'ils sont beaucoup plus larges et plus espacés, sont visibles en lumière blanche, même quand la distance des deux surfaces est de plusieurs millimètres, sont très peu irisés et même sensiblement achromatiques quand on les regarde sous une incidence voisine de 45°; enfin leur diamètre diminue quand l'incidence croît.

L'auteur attribue ces anneaux à l'interférence des deux faisceaux, qui, ayant été tous deux réfléchis dans la lame mince, ont subi la diffraction, l'un à son entrée, l'autre à sa sortie de la lame mince. Il fait la théorie complète du phénomène.

L. GUILLET. — Sur les laitons spéciaux. — P. 1047.

Étude des alliages zinc-cuivre contenant des métaux étrangers : aluminium, silicium, fer, etc., et détermination du coefficient d'équivalence du métal étranger, c'est-à-dire de la quantité de zinc à laquelle se substitue 1 0/0 de ce métal dans le titre fictif de l'alliage que donne le microscope. L'alliage a des propriétés très rapprochées de celles du produit ayant pour titre réel son titre fictif; de plus, la présence d'un constituant, combinaison ou solution, autre que celui que l'on rencontre dans les alliages zinc-cuivre, diminue considérablement la valeur mécanique du produit.

E. GUYOU. — Sur un effet singulier de frottement. — P. 1055.

Explication de l'expérience suivante: un globe de verre sensiblement sphérique et rempli d'eau contenant un solide en particules très petites est mis en rotation très rapide autour d'un de ses diamètres. Si la substance est moins dense que l'eau, ses particules se rassemblent le long de l'axe; si elle est plus dense, elles se rassemblent suivant les contours de deux parallèles équidistants de l'équateur, à 30° de part et d'autre dans le cas de la poussière de charbon.

C. DE WATTEVILLE. — Sur un nouveau dispositif pour la spectroscopie des corps phosphorescents. — P. 1078.

La phosphorescence est obtenue en éclairant le corps par l'étincelle provenant de la décharge d'un condensateur. Cette décharge est provoquée par un disque conducteur tournant portant deux prolongements munis de pointes et diamétralement opposés ; l'un ferme le circuit de décharge, tandis que l'autre obture la fenêtre de la boîte contenant le corps phosphorescent et dans laquelle éclate l'étincelle, qui ainsi n'est pas visible.

La phosphorescence est très intense. Pour la fluorine, la lumière émise peut être étudiée avec un spectroscope ordinaire, et la photographie du spectre ne demande qu'une heure ou deux. Cette photographie se compose, outre la partie visible étudiée par E. Becquerel, de raies très nettes, en particulier dans l'ultra-violet, et dont la longueur d'onde ne dépend pas de la nature des électrodes.

DEVAUX-CHARBONNEL. — Mesure de temps très courts par la décharge d'un condensateur. — P. 1080.

Supposons qu'il s'agisse de mesurer le temps qu'un levier met pour aller d'un butoir à l'autre. L'auteur propose la méthode suivante :

Un condensateur de capacité connue C, shunté sur une résistance R variable à volonté, a une armature reliée à un pôle d'une pile et à une des bornes d'un balistique, et l'autre armature au levier ; de plus, le butoir de repos est relié au second pôle de la pile et le butoir de travail à l'autre borne du galvanomètre. Quand le levier quitte le butoir de repos, le condensateur se décharge alors sur la résistance, et, dès que le levier atteint l'autre butoir, le reste de la charge passe dans le balistique, dont l'élongation, comparée à celle produite par la décharge totale, donne la valeur du temps. On sait, en effet, que le rapport des deux décharges est égal à $e^{-\frac{t}{CR}}$, d'où t, connaissant C et R et faisant le quotient des deux élongations. La méthode donne de très bons résultats ; elle peut être étendue au cas de deux leviers employés pour actionner des contacts électriques et mus par un corps qui tombe, corps dont la durée de chute, surtout si elle est très courte, est en général déterminée avec peu de précision.

Ed.-El. COLIN. — Travaux géodésiques et magnétiques aux environs de Tananarive. — P. 1139.

Tableau donnant les constantes magnétiques de diverses stations.

A. BERGET. — Collimateur magnétique permettant de transformer une jumelle en instrument de relèvement. — P. 1143.

Sur l'un des corps de la jumelle, on met une bonnette contenant un système collimateur formé d'une lentille au foyer de laquelle, grâce à trois prismes à réflexion totale, se trouve la division tracée sur la rose transparente d'une boussole. Si la jumelle est réglée à l'infini, l'un des yeux sera au point sur les divisions de la rose mobile, tandis que l'autre verra l'image de l'objet visé directement avec le deuxième corps de la jumelle. La division en superposition avec l'objet visé donnera l'azimut magnétique de ce point.

JEAN BECQUEREL. — Sur la corrélation entre les variations des bandes d'absorption dans un champ magnétique et la polarisation rotatoire magnétique. — P. 1144.

L'auteur a montré que, dans les cristaux de xénotime, les bandes d'absorption se comportent comme si elles résultaient de vibrations, les unes d'électrons positifs, les autres d'électrons négatifs. Il met en évidence la polarisation rotatoire magnétique dans une lame de ce cristal normale à l'axe, rotation négative à l'intérieur des bandes correspondant aux électrons négatifs, bandes qui augmentent d'intensité, rotation positive pour les bandes correspondant aux électrons positifs, bandes qui diminuent d'intensité. De plus, il constate la différence de phase que prennent, le champ étant excité, deux vibrations circulaires inverses; enfin il étudie la dispersion anomale du cristal.

A. BROCA et S. TURCHINI. — Résistance des électrolytes pour les courants de haute fréquence. — P. 1187.

Quand la conductibilité est suffisante pour permettre l'observation d'un changement de résistance d'un électrolyte, l'échauffement de celui-ci est moindre avec le courant de haute qu'avec celui de basse fréquence de même intensité efficace, contrairement à ce que semble faire prévoir la théorie.

CH. LALLEMAND. — Cercle azimutal à microscopes du service technique du cadastre. — P. 1259.

Description de l'appareil qui facilite et accélère les mesures angulaires.

E. BOUTY. — Sur une expérience de Hittorf et sur la généralité de la loi de Paschen. — P. 1265.

Les recherches de M. Bouty sur le passage de l'électricité à travers les couches épaisses de gaz expliquent l'expérience de Hittorf, où la décharge entre deux électrodes de platine situées dans un tube droit à 1 millimètre l'une de l'autre, tube reliant ensemble

deux ballons qui communiquent en outre par un très long tube en spirale, ne passe pas par le tube droit, mais par celui en spirale pour une certaine raréfaction du gaz. Or, dans cette expérience, la nature et l'état des deux parois sont identiques. La différence de potentiel critique, qui se compose de deux termes, a donc ses deux termes fixés uniquement par le quotient $\frac{pe}{T}$ (p, pression; e, épaisseur du gaz ; T, température absolue), et la loi de Paschen généralisée est aussi bien applicable aux basses qu'aux hautes pressions.

H. OLLIVIER. — Propriétés des surfaces pour lesquelles l'angle de raccordement apparent de l'eau est nul. — P. 1267.

L'eau ne touche que le sommet des aspérités dont les surfaces recouvertes de noir de fumée ou d'As^2O^3 sont hérissées. Le glissement à la paroi est nul néanmoins. Le rejaillissement, très régulier et très énergique, des gouttelettes liquides sur de telles surfaces peut servir à apprécier de faibles variations dans la composition du liquide employé.

G. MALFITANO. — Sur les variations de la grandeur micellaire dans le colloïde hydrochloroferrique. — P. 1277.

La teneur en chlore des micelles diminue quand on les dilue dans des quantités de plus en plus grandes d'eau pure ; par filtration du colloïde, on obtient aussi des micelles de constitution différente, dont les dimensions varient en raison inverse de leur teneur en chlore.

A. LAUSSEDAT. — Sur plusieurs tentatives poursuivies dans la marine allemande pour utiliser la photographie dans les voyages d'exploration. — P. 1313.

Description du stéréo-comparateur du Dr Pulfrich, qui permet de repérer la distance des différents points d'épreuves photographiques. Application à la connaissance de la hauteur des vagues.

A. BROCA. — Pouvoir inducteur spécifique et conductibilité. Viscosité électrique. — P. 1328.

Le pouvoir inducteur spécifique dans le cas des conducteurs comme dans celui des diélectriques n'est pas une constante bien définie; la viscosité, au contraire $\left(\text{définie par } \frac{K}{2cT}\right.$, K étant le pouvoir inducteur spécifique, c la conductibilité, et T la période de la perturbation électromagnétique$\left.\right)$, a, sur les conducteurs, une variation extrêmement lente. Il semble que l'existence d'un pouvoir inducteur spécifique élevé soit une condition essentielle de l'existence de la conductibilité, et que la théorie de cette dernière soit plus facile à faire dans le cas des hautes fréquences, où la viscosité est à peu près constante.

P. VILLARD. — Sur l'aurore boréale. — P. 1331.

Tous les aspects de l'aurore boréale se reproduisent au moyen d'une vaste ampoule dans laquelle on produit un faisceau cathodique parallèle, oblique aux lignes de force d'un champ produit entre les pôles d'un électro ; ce champ, comme le champ terrestre, est de révolution, possède un plan équatorial et décroit du centre à la périphérie dans toute direction normale à l'axe.

On voit, surtout vers les pôles, les rayons auroraux, les deux arcs auroraux Nord et Sud, et les renforcements de lumière à la base des faisceaux. En faisant varier le champ, on enroule ou déroule cette aurore ; en déformant le champ par approche d'une tige de fer, on réalise la danse des rayons.

L'auteur analyse tous ces phénomènes, et donne une théorie de l'aurore boréale par la considération d'un cirrus électrisé négativement qui se décharge sous l'influence de l'ultra-violet solaire ou de toute autre cause.

G. CLAUDE. — Sur la liquéfaction de l'air par détente avec travail extérieur. — P. 1333.

Description et résultats avantageux de la liquéfaction compound.

BINET DU JASSONEIX. — Sur les propriétés magnétiques des combinaisons du bore et du manganèse. — P. 1336.

Des deux borures définis MnB et MnB^2, le premier seul est magnétique, et la perméabilité des fontes borées de manganèse est d'autant plus grande qu'elles contiennent davantage de ce borure.

E. GUYOU. — Application du téléphone et de l'astrolabe Claude-Driencourt à la détermination de la longitude de Brest. — P. 1379.

On peut effectuer, à l'aide du téléphone, les transmissions d'heure à moins d'un centième de seconde, et on n'a besoin pour cela que d'appareils et d'opérations simples. C'est ce qu'on vient de constater entre Paris et Brest, et la méthode nouvelle est destinée à se substituer à la méthode télégraphique pour la mesure des longitudes.

Pour la détermination du temps local, l'astrolabe Claude-Driencourt pourra de même remplacer les instruments méridiens.

E. DEMOLE. — Nouvelle méthode pour la photographie des médailles. — P. 1409.

On fait à la presse à copier l'empreinte de la médaille sur du papier de plomb mat, et on photographie, en l'éclairant obliquement, cette empreinte du côté creux avec du papier au bromure d'argent. On obtient ainsi la reproduction positive de la médaille, sans passer par le cliché négatif. Les parties en relief viennent en noir; les parties creuses restent blanches.

G. MALFITANO. — Sur la pression osmotique dans le colloïde hydrochloroferrique. P. 1418.

La force d'expansion qui se manifeste dans les solutions concentrées de colloïde hydrochloroferrique, séparées par une membrane semi-perméable du liquide intermicellaire, ne semble pas liée à la mobilité des micelles; elle apparaît limitée et dépend de la quantité d'électrolyte retenue par les micelles et de celle qui se trouve libre dans le liquide intermicellaire.

P. BREUIL. — Recherches sur les aciers au cuivre. — P. 1421.

Étude des propriétés mécaniques et des points singuliers de ces aciers ; ils sont magnétiques à froid, et le cuivre élève considérablement leur dureté.

N. PILTSCHIKOFF. — Sur la polarisation du ciel pendant les éclipses de soleil. — P. 1449.

L'auteur a montré [1] que la polarisation du ciel à 90° du soleil, dans le plan vertical passant par le soleil, était nulle pendant l'éclipse du 30 août 1905. Il donne l'explication de ce phénomène.

P. CURIE et A. LABORDE. — Sur la radioactivité des gaz provenant de l'eau des sources thermales. — P. 1462.

Tableau des résultats obtenus pour de nombreuses sources thermales.

PONSOT. — Photographie interférentielle ; variation de l'incidence ; lumière polarisée. — P. 1506.

L'auteur répète les expériences de Wiener avec le dispositif de M. Lippmann pour la photographie interférentielle.

Il prend des photographies du spectre, en lumière non polarisée, sous l'incidence normale et même pour une incidence de 45° dans l'air, ce qui correspond dans la gélatine (d'indice compris entre 1,537 et 1,546, qu'elle soit ou non sensibilisée) à un angle d'incidence i voisin de 28°. L'examen de ces photographies, sous une incidence normale, montre que les couleurs du spectre sont déplacées vers le violet, d'autant plus que i est plus grand. Si l'examen a lieu sous une incidence croissante, les couleurs se déplacent vers le rouge ; pour une incidence de 45° dans l'air, la couleur vue en un point est celle qui a impressionné la plaque en ce point, sous la même incidence.

Mêmes résultats pour le déplacement des couleurs en lumière pola-

(1) *C. R.*, septembre 1905.

alors la vitesse de projection des vapeurs, qui est de 50 mètres par risée; mais les couleurs sont beaucoup plus brillantes si la lumière est polarisée dans le plan d'incidence, tout à fait ternes si c'est dans le plan perpendiculaire; enfin, sous l'incidence de 45° dans la gélatine, les couleurs ont totalement disparu. On trouve encore des résultats analogues par suppression de la surface réfléchissante de mercure, mais les couleurs vues en un point d'une plaque ne sont pas les mêmes qu'avec le premier dispositif.

P. LAMBERT. — Dispositif permettant de mettre simultanément plusieurs prismes au minimum de déviation. — P. 1509.

Le problème était le suivant : étant donné des barres articulées, de même longueur, dont l'une est fixée, trouver un mécanisme qui déplace le système de façon qu'il forme toujours un polygone régulier dont le centre du cercle inscrit soit sur la perpendiculaire au milieu de la barre fixe. L'auteur en réalise une solution pratique par l'emploi de poulies à gorge commandées par des fils qui s'enroulent autour, l'une des poulies se déplaçant sur la perpendiculaire citée précédemment.

G.-A. HEMSALECH. — Sur une méthode simple pour l'étude des mouvements des vapeurs métalliques dans l'étincelle oscillante. — P. 1511.

L'étincelle éclate entre deux électrodes se terminant en pointes; la ligne de ces pointes coïncide exactement avec la fente, que l'on a enlevée, du spectroscope utilisé.

La première oscillation de la décharge est seule conservée grâce au dispositif déjà indiqué par l'auteur[1]. On constate alors que la vapeur métallique est projetée de l'électrode positive; si on envoie un courant d'air à travers un tube de verre placé perpendiculairement à la direction de l'étincelle, on voit au spectroscope les raies droites provenant de la décharge initiale non déviées et les raies courbes lumineuses dues à la vapeur. Pour la photographie, on emploie une série d'étincelles qui doivent se superposer exactement.

La vitesse du courant d'air se déduit de la fréquence d'oscillation et de la distance entre deux oscillations successives. On peut calculer

---

(1) *C. R.*, t. CXL, p. 1322.

seconde à la distance de 2 millimètres de l'électrode pour les raies du plomb $\lambda = 4058$ et $\lambda = 3683{,}6$.

C. CHENEVEAU. — Sur l'indice de réfraction des corps dissous dans d'autres dissolvants que l'eau. — P. 1521.

Les dissolvants ont été les alcool et éther éthyliques, l'alcool méthylique et la glycérine. On trouve qu'il y a sensiblement proportionnalité entre la concentration et la différence entre l'indice de la dissolution et celui du solvant calculé d'après son état de dilution en admettant la loi de Gladstone ou celle de Lorentz.

La constante de proportionnalité diffère peu de celle obtenue pour les dissolutions aqueuses correspondantes.

Il se rencontre cependant des anomalies qui doivent être envisagées comme l'indice d'une modification chimique au sein de la dissolution; quelquefois aussi les écarts tiennent à ce que la solution contient une quantité inconnue d'eau (sels non parfaitement secs ou solvants non anhydres).

Carl STÖRMER. — Sur les trajectoires des corpuscules électriques dans l'espace sous l'influence du magnétisme terrestre, avec application aux aurores boréales et aux perturbations magnétiques. — P. 1580.

Théorie mathématique.

Boizard.

THE AMERICAN JOURNAL OF SCIENCE;

T. XXI; janvier-juin 1906.

John TROWBRIDGE. — Magnetic field and coronal streamers (Champ magnétique et auréoles en couronne). — P. 190-195.

1. La cathode d'un tube cylindrique large, contenant de l'air sous des pressions relativement grandes (1 millimètre à 1 centimètre), constitue en même temps l'un des pôles d'un aimant puissant. Quand des courants de décharge intenses et à haute tension traversent le tube, un miroir tournant montre que la lueur cathodique tourne avec

(1) Voir *C. R.*, t. CXXXVIII, p. 1483.

une grande vitesse (rotation unipolaire); de même l'aigrette positive, si l'anode est pôle magnétique. De là un rapprochement possible avec la lumière coronale entourant les pôles du soleil dans les éclipses totales.

2. Un tube à rayons X est disposé de façon que l'anode (anticathode plane) puisse être pôle d'un puissant électro-aimant. Dans certains cas, la production du champ magnétique amène la production de rayons X, alors que le vide était trop avancé pour laisser passer la décharge, en l'absence du champ. De là, un projet de régulateur magnétique pour tubes focus, permettant d'obtenir à volonté des rayons plus ou moins pénétrants, suivant l'intensité du champ magnétique.

J. TROWBRIDGE. — A telephone relay (Un relais téléphonique). — P. 339-346.

Une petite bobine que parcourent les courants téléphoniques présente un noyau de fer doux laminé mobile dans un champ magnétique dû à quatre pôles disposés en rectangle, et, par suite, exactement compensé au centre. Les vibrations de ce noyau sont transmises, par l'intermédiaire d'un diaphragme et d'un support solide, au contact microphonique du transmetteur.

Les connexions sont établies de façon à éviter la fâcheuse réaction des vibrations accidentelles du microphone sur les vibrations de la partie magnétique, réaction d'où naît le crépitement.

BELTRAM-B. BOLTWOOD. — The radio-activity of the salts of radium (Radioactivité des sels de radium). — P. 409-414.

Expériences destinées à mesurer le rapport entre l'activité due aux rayons α des sels de radium sans émanation et l'activité des mêmes sels quand ils retiennent la quantité totale d'émanation nécessaire pour l'équilibre radioactif.

Une solution de chlorure de baryum faiblement radifère ($8,5 . 10^{-10}$ gramme de radium par centimètre cube) donne par évaporation des couches minces bien identiques qui ont même activité initiale. Pour chaque lame, on mesure l'activité au bout d'un laps de temps qui varie d'une lame à l'autre, et immédiatement après on la dissout et on en retire l'émanation par ébullition; on détermine la proportion

d'émanation retenue, à l'aide de l'électroscope hermétique. Chaque lame fournit donc une mesure indépendante du rapport cherché. Les valeurs sont très concordantes et donnent pour moyenne 5,64 [1].

Bragg et Kleeman [2] ont mesuré les chemins moyens parcourus dans l'air par les particules α provenant du radium et de ses produits de désagrégation à vie courte (émanation, radium A, radium C).

La comparaison des valeurs numériques montre que l'ionisation produite par chaque particule α est proportionnelle à la longueur de son parcours dans l'air.

B.-B. BOLTWOOD. — The radio-activity of thorium minerals and salts (Radioactivité des minéraux et des sels de thorium). — P. 415-426.

H.-M. DADOURIAN. — The radio-activity of thorium (Radioactivité du thorium). — P. 427-432.

H.-N. MAC COY et W.-H. ROSS. — The relation between the radio-activity and the composition of thorium compounds (Relation entre la radioactivité et la composition des composés du thorium). — P. 433-443)

Les auteurs de ces trois mémoires arrivent, de façon indépendante et par des méthodes différentes, à des résultats remarquablement concordants au sujet du radiothorium, élément plusieurs milliers de fois plus actif que le thorium ordinaire, retiré par O. Hahn [3] de certains résidus de thorianite : le radiothorium est un produit de désagrégation du thorium ordinaire, et ces deux éléments se trouvent en équilibre radioactif dans tous les minéraux de thorium, ainsi d'ailleurs que tous les termes successifs de la série déjà connue de Rutherford, de sorte que l'activité de ces minéraux (thorianite, thorite, orangite, monazite, gadolinite) et des oxydes de thorium qu'en ont extraits les auteurs est rigoureusement proportionnelle à leur richesse en thorium à 2 0/0 près, déduction faite toutefois de la portion d'activité due à l'uranium et à ses produits de désagrégation (radium, actinium, etc.), portion qui est elle-même rigoureusement proportionnelle à la richesse en uranium (Mac Coy). Tous sont d'accord sur cette proportionnalité.

---

(1) Mme Curie (*Thèse*) donne une valeur identique (de 5 à 6) pour l'activité maximum atteinte par les sels de radium au bout de plusieurs mois, comparée à l'activité initiale, mesurée aussitôt après l'évaporation.

(2) *Phil. Mag.*, t. VIII, p. 719; 1905. — Voir *J. de Phys.*, 4e série, t. IV, p. 211.

(3) *Proc. Roy. Soc.*, t. LXXVI, p. 115 ; 1905.

La série des thorium de Rutherford ainsi rectifiée devient :

Thorium.
↓
Radio-thorium → Rayons α.
↓
Thorium X → Rayons α.
↓
Émanation du thorium → Rayons α.
↓
Thorium A.
↓
Thorium B → Rayons α, β et γ.
↓

La transformation du thorium en radiothorium, qui s'effectue probablement sans émission de rayons, est lente. Leur séparation chimique est très difficile. Cependant le traitement industriel de tous les sels de thorium qu'on trouve dans le commerce (nitrate, débris de manchons Auer, etc.) leur a enlevé la moitié environ de leur radiothorium, donc de leur activité. Les deux premiers auteurs trouvent ce résultat indépendamment l'un de l'autre.

B.-B. Boltwood mesure directement l'activité de couches solides assez minces pour éviter l'absorption par la substance elle-même. H.-M. Dadourian mesure à l'électromètre Dolezalek l'activité du produit actif (thorium A et thorium B) déposé sur un plateau métallique chargé négativement et exposé à l'émanation du thorium provenant des différents minéraux et sels du thorium employés en dissolution. Dans cette méthode, il suffit d'attendre quelques heures pour éliminer les activités induites dues au radium ou à l'actinium, de durées beaucoup plus courtes. Enfin H.-N. Mac Coy et W.-H. Ross mesurent l'activité de couches solides d'épaisseurs différentes, et en déduisent par extrapolation l'activité d'une couche assez mince pour que l'absorption n'intervienne pas.

J.-Willard GIBBS. — Certain suggestions on geophysical research (Quelques projets relatifs à des recherches de physique du globe). — P. 461-46 .

Note posthume publiée par M. Carl Barus. L'auteur y montre l'intérêt pratique qu'il y aurait non pas à chercher une équation caractéristique unique pour tous les corps, mais, puisque l'équation

de Van der Waals, avec trois constantes indépendantes, n'est qu'une approximation, à grouper par exemple les substances par familles suivant la valeur limite du rapport $\frac{d \log p}{d \log t}$ pour la vapeur saturée prise au point critique. La valeur donnée par la formule de Van der Waals est 4, sensiblement trop faible. — On chercherait si toutes les substances pour lesquelles ce rapport a la même valeur numérique ont une équation caractéristique semblable ; on verrait ainsi si l'équation générale exacte doit avoir 4 constantes indépendantes ou davantage, s'il subsiste des substances « anormales », etc.

H. Bénard.

SOCIÉTÉ ALLEMANDE DE PHYSIQUE ;

Mémoires présentés en 1906.

Robert POHL. — Ueber die Einwirkung stiller elektrischer Entladung auf Ammoniak und Sauerstoff (Sur les effets exercés sur le gaz ammoniac et l'oxygène par les décharges électriques silencieuses).

Ce mémoire contient les résultats de quelques expériences dans lesquelles les décharges silencieuses étaient produites par un condensateur du type Siemens à diélectrique partiellement gazeux.

F. NEESEN. — Weitere Versuche über die photographische Bestimmung der Geschossbahnelemente (Nouvelles expériences sur la détermination photographique des éléments de trajectoires des projectiles).

L'auteur a continué ses expériences en vue de déterminer, par une méthode photographique, les éléments de trajectoires des projectiles à l'exception de la durée de projection, qui cependant se calcule très exactement au moyen des autres. Les résultats expérimentaux concordent très bien avec les valeurs théoriques déduites de la loi cubique.

Erich LADENBURG et Erich LEHMANN. — Ueber ein Glasmanometer nach dem Prinzip der Bourdonschen Spirale (Sur un manomètre en verre construit d'après le principe de la spirale de Bourdon).

Devant renoncer à l'emploi des manomètres ordinaires au cours

de leurs recherches sur le spectre d'absorption de l'ozone concentrée, les auteurs se sont servis de tubes en verre recourbés à la façon de la spirale de Bourdon. La sensibilité de l'instrument est augmentée par l'adjonction d'un miroir.

H. GEITEL. — Ueber die spontane Ionisierung der Luft und anderer Gase (Sur l'ionisation spontanée de l'air et d'autres gaz).

L'auteur fait voir l'intérêt tout spécial que présente le phénomène de la déperdition de l'électricité. En dehors des processus radioactifs se passant dans l'atmosphère, dans la terre et dans la matière des bâtiments, il faut tenir compte aussi des radiations émises par les substances autres que celles considérées comme radioactives. D'autre part, les rayons cathodiques émis, paraît-il, par certains métaux jouent également un rôle dans ces phénomènes.

R. WACHSMUTH et A. KREIS. — Ueber Tonerzeugung in Orgepfeifen (Sur la production des sons dans les flûtes d'orgues).

Contrairement à l'opinion courante, les auteurs sont d'avis qu'il s'agit, dans la production des sons par les flûtes d'orgues, de vibrations essentiellement transversales, bien qu'étant modifiées par le caractère de la lamelle d'air qui se renouvelle sans cesse. Cette manière de voir est confirmée par la présence de discontinuités dans les hauteurs des sons que produisent les variations de la pression atmosphérique ou de la distance des bords, et, d'autre part, par les enregistrements cinématographiques. Les auteurs étendent leurs expériences aux bords courbes, confirmant leurs résultats antérieurs pour des sons sans résonance quelconque. La production des sons dans les instruments sonores construits d'après le principe des flûtes labiales est expliquée parfaitement par la théorie des sons lamellaires.

H. RUBENS. — Apparat zur Bestimmung des mechanischen Ärmeäquivalents (Appareils à déterminer l'équivalent mécanique de la chaleur).

L'auteur signale un appareil de sa construction destiné aux mesures de l'équivalent mécanique de la chaleur et où les travaux

sont parfaitement calculables, étant produits et transformés, sans transmission, à l'intérieur du vase calorimétrique ; la partie calorimétrique est, d'autre part, susceptible de déterminations très précises.

W. BIEGON von CZUDNOCHOWSKI. — Einiges über den Gebrauch abgekürzter Quecksilberluftpumpen Sprengelschen Systems (Remarques au sujet de l'emploi de pompes pneumatiques au mercure raccourci du système Sprengel).

Les pompes pneumatiques automatiques au mercure d'une forme raccourcie, récemment décrites par M. Regener, sont destinées à produire d'une façon très expéditive les vides très avancés des pompes à mercure, en réduisant la quantité de mercure par l'emploi d'un vide préliminaire qu'on engendre au moyen d'une pompe hydraulique. L'auteur propose de remplacer ces pompes hydrauliques par une pompe à pistons ordinaire.

H.-F. WIEBE. — Ueber die Beziehung des Schmelzpunktes zum Au dehnungskoeffizienten der starren Elemente (Sur les rapports entre les températures de fusion et les coefficients de dilatation des éléments solides).

La formule très simple déduite par l'auteur des lois fondamentales de la chimie physique représente d'une façon très approchée les constantes relatives à toute une série d'éléments.

W. NERNST et H.-V. WARTENBERG. — Ueber den Schmelzpunkt des Platins und Palladiums (Sur le point de fusion du platine et du palladium).

La détermination des températures élevées étant importante, surtout pour l'étude des équilibres chimiques dans les gaz, les auteurs ont ajouté au point de fusion de l'or ceux des deux autres métaux difficilement fusibles, à savoir le platine et le palladium. La méthode dont ils se servent est basée sur la théorie du rayonnement ; le pyromètre employé est du type de Vanner. Voici les valeurs déterminées pour les deux métaux en question :

Platine	Palladium
1.745°	1.541°

le point de fusion de l'or étant à 1.664°; ces valeurs, pour ce qui regarde l'évaluation de la température, sont correctes à 2° près.

H.-V. WARTENBERG. — Bestimmung hoher Temperaturen mit Hilfe chemischer Gleichgewichte und der beiden Wärmesätze (Détermination des températures élevées au moyen des équilibres chimiques et de deux théorèmes de thermodynamique).

L'auteur fait voir, par l'exemple de la vapeur d'eau, comment les températures élevées s'évaluent suivant une méthode proposée par Nernst au moyen des équilibres chimiques et de deux théorèmes de la thermodynamique. Les températures déduites des lois du rayonnement concordent très bien avec celles qu'on trouve par cette méthode.

J. STARK. — Ueber polariesierte Lichtemission bewegter Antomonionen senkrecht zur Translationsrichtung (Sur l'émission lumineuse polarisée des ions atomiques en mouvement normalement à la direction de translation).

J. STARK. — Die elektrische Ladung der Träger von Duplet-und Tripletserien (La charge électrique des supports de séries de doublet et de triplet).

Les éléments chimiques présentent des phénomènes d'une uniformité frappante au point de vue de l'analyse spectrale. Leurs ions monovalents émettent des séries de doublet, d'une structure analogue et d'un dédoublement magnétique identique, et leurs ions bivalents des séries de triplet, qui se comportent également d'une façon parfaitement analogue à ce point de vue, les mesures des spectres étant seules variables d'un élément à l'autre.

A. LOEPSEL. — Gleichmässig veranderlichehohe Widerstande und Selbsinduktion (Résistance et self-induction élevées à variation uniforme).

Le type de résistance construit par l'auteur consiste en une corde de boyaux entourée d'un fil métallique sur lequel glisse un contact à ressort. Même pour des longueurs relativement petites, ces résistances sont extrêmement considérables et, à l'opposé de celles du type courant, permettent une variation parfaitement continue. Les bobines ainsi constituées s'emploient également comme bobines de self.

Erich LADENBURG et Erich LEHMANN. — Ueber das Absorptionsspektrum des Ozons (Sur le spectre d'absorption de l'ozone).

Les auteurs étudient le spectre d'absorption infra-rouge de l'ozone, qui se trouve très bien concorder avec les résultats d'Angström, à part certains phénomènes jusqu'ici insuffisamment élucidés. Ils font remarquer qu'en faisant évaporer l'ozone dans le vide, on donne lieu à des explosions qui, d'autre part, se produisent au passage d'une étincelle électrique, ou par l'échauffement, ou bien encore par le contact du caoutchouc.

Max PLANCK. — Das Princip der Relativitat und die Grundgleichungen der Mechanik (Le principe de relativité et les équations fondamentales de la mécanique).

Le principe de « relativité », qui vient d'être introduit en physique par M. H. Lorentz, entraînerait par son adoption générale des simplifications extraordinaires de tous les problèmes relatifs à l'électrodynamique des corps en mouvement. M. Planck détermine la forme que devraient prendre les équations de mouvement, si ce principe était généralement adopté.

O. LEHMANN. — Die Gestaltungskraft fliessender Cristalle (Force morphogénique des cristaux fluides).

L'idée que les liquides parfaits, en flottant librement au sein d'un autre liquide, puissent prendre non pas seulement la forme de gouttes sphériques, mais encore celle de polyèdres cristallins, est si difficile à admettre que l'auteur rangeait les cristaux fluides découverts par lui, et qui présentent précisément de semblables phénomènes, parmi les corps solides. La découverte que l'auteur vient de faire des cristaux fluides de l'éther paraazoxycinnamique d'éthyle, cristaux montrant une vie apparente, vient de remettre à l'ordre du jour ce même problème. M. Lehmann est d'avis qu'il ne faut point admettre l'existence d'un équilibre entre la tension superficielle et l'élasticité de ces corps. Il démontre l'existence d'une force morphogénique, force due au concours de la cohésion et de la force expansive, mais qu'il ne faut point identifier avec une force élastique proprement dite.

FRIED. KOHLRAUSCH. — Ueber elektrostatische und Widerstandskapazitat (Capacité électrostatique et capacité de résistance).

La résistance que posséderait un espace compris entre des électrodes données, s'il était rempli d'un milieu d'une résistibilité égale à l'unité, est définie « capacité de résistance ». Il existe entre cette grandeur et la capacité électrostatique des électrodes une relation très étroite permettant la détermination de l'une de ces grandeurs au moyen de l'autre.

FRICH VON DRIGALSKI. — Das Eis der Polargebiete (La glace des contrées polaires).

L'auteur distingue entre les glaces d'origine terrestre ou marine, dont il étudie les phénomènes relatifs soit aux icebergs arctiques ou antarctiques, soit aux glaciers.

M. LAUE. — Die spektrale Zerlegung des Lichtes durch Dispersion (Décomposition spectrale de la lumière par la dispersion).

L'auteur passe en revue une série de travaux récents relatifs à la théorie de la décomposition spectrale de la lumière et dans lesquels la méthode analytique ordinaire est remplacée par une méthode approchée, mais plus représentative, où l'onde lumineuse est considérée comme une succession d'impulsions très brèves.

J.-E. LILIENFELD. — Eine Methode zur Bestimmung der Temperatur und der Warmeleitfahigkeit des positiven Glimmlichtes (Une méthode pour déterminer la température et la conductibilité calorifique de l'effluve positive).

L'auteur se propose d'étudier la conductibilité calorifique d'un gaz fortement ionisé et qui conduit bien le courant électrique. Il se sert à cet effet de l'effluve positive d'une décharge produite au sein du gaz par un courant à haute tension. La méthode de M. Lilienfeld est fondée sur l'observation du régime de températures stationnaires s'établissant dans une bande de platine à laquelle on fournit une quantité donnée d'énergie. Cette bande, loin de prendre la température du gaz ambiant, reste toujours à une température bien

inférieure et qui est celle qu'elle prendrait dans le vide absolu à apport d'énergie stationnaire égal. La conduction de la chaleur dans l'effluve positive est toujours meilleure que celle qui a lieu dans le gaz à température égale entre les parois extérieures et le platine et à pression identique.

Alfred GRADENWITZ.

ERRATUM.

Page 112. — L'équation (27*e*) doit être :

$$q\frac{H}{H_0}=\frac{K}{P_k}-2\frac{r_i}{RT_k}$$

au lieu de

$$\rho\frac{H}{H_0}=\frac{K}{P_k}-\frac{r_i}{2RT_k}.$$

De même, dans les équations (27*e*) et (28) plus bas de la même page, ρ doit être remplacé par q (on pourrait encore écrire 27*f* au lieu de 27*e*).

Page 138, 4ᵉ ligne : au lieu de *quantitatif*, lire *qualitatif*.

Page 551, ligne 6 (de bas en haut) : au lieu de « la force attractive », on doit lire « la fonction potentielle des forces attractives ».

Page 554, à la dernière ligne, au lieu de $v=\frac{1}{e}$, on doit lire $v=\frac{1}{\rho}$.

TABLE PAR NOMS D'AUTEURS

DES MATIÈRES CONTENUES DANS LES TOMES IV ET V

DE LA 4e SÉRIE.

Les titres des Mémoires sont donnés en abrégé. Le premier nombre inscrit à la suite de chaque Mémoire indique le volume ; le second désigne la page.

FIN DE LA TABLE PAR NOMS D'AUTEURS

TABLE ANALYTIQUE DES MATIÈRES

DES TOMES IV ET V DE LA 4e SÉRIE.

GÉNÉRALITÉS. — MÉTROLOGIE. — MÉCANIQUE ET PESANTEUR.

Mécanique. — *Daniele*. Théorie mécanique du frottement, V, 360. — *Krebs*. Frein dynamométrique, V. 299. — *Neesen*. Détermination photographique des éléments de trajectoire d'un projectile, V, 813. — *Planck*. Équations fondamentales de la mécanique, V, 877.

Technique de laboratoire. — *Guthrie*. Fibres analogues aux fils de quartz, IV, 67. — *Nutting*. Essai de quelques huiles utilisables dans les pompes à huile, IV, 76. — *Richard*. Cinémomètre différentiel intégral, IV, 140. — *D'Arsonval*. Générateur d'oxygène et chalumeau à lumière oxhydrique, IV, 190. — *Turpain*. Appareil à nettoiement automatique du mercure, IV, 256. — *Cotter*. Instrument pour dessiner les coniques, IV, 266. — *Crémieu*. Dispositif auto-amortisseur applicable aux mouvements pendulaires et oscillatoires, IV, 594, 624. — *Abraham*. Fabrication électrolytique de fils métalliques très fins, IV, 600. — *Gildemeister* et *Weiss*. Contact de platine à fonctionnement sûr, IV, 793. *Florio*. Appareil à distiller le mercure, siphon, pompes, V, 359. — *Rohan-Chabot*. Sur la soupape parhydrique, V, 559. — *De Forest-Palmer*. Détermination du zéro dans les mesures angulaires, V, 620. — *Bulett* et *Minchin*. Purification du mercure, V, 627. — *Nimfuehr*. Enregistrement photographique des mouvements, V, 763. — *Chattock*. Robinet de verre hermétique, V, 768. — *Ladenburg* et *Lehmann*. Manomètre en verre, V, 873. — *Biegon von Czudnochowski*. Pompe à mercure raccourcie, V, 875.

Physique moléculaire.

Propriétés des solides. — *Osmond* et *Cartaud*. Permanence des formes cristallines dans les cristaux, IV, 231. — Figures de pression et de percussion des métaux plastiques cristallisés, V, 291. — *Osmond* et *Frémont*. Propriétés mécaniques du fer en cristaux isolés, V, 294. — *Cartaud*. Évolution de la structure des métaux, IV, 233. — *Spring*. Décomposition de sulfates alcalins par déformation mécanique, IV, 386. — *Kahlbaum*. Variations de densité par passage à la filière, IV, 388. — *Guillet*. Trempe des bronzes, IV, 585. — *Tamman*, *Werigin* et *Lewkoieff*. Vitesse d'écoulement des métaux, IV, 642. — *Weinberg*. Coefficient de frottement à l'intérieur des solides, IV, 647. — *Duhem*. Métaux flués, IV, 385. — *Rosenhain*. Bandes de glissement dans les fractures métalliques, V, 217. — *Heyl*. Propriétés de la matière parcourue par un courant, V, 611. — *Carmann*. Résistance à la rupture des tubes métalliques, V, 627.

Cristaux liquides. — *Lehmann*. Force morphogénique des cristaux fluides, V, 877.

Aciers. — *Guillet*. Aciers au vanadium, IV, 232; au chrome, IV, 232; au tungstène et au molybdène, IV, 234; à l'aluminium, V, 289. — *Breuil*. Aciers au cuivre, V, 867.

Elasticité des solides. — *Fournel*. Procédé de traction des fils métalliques, IV, 26. — *Morrow*. Déformation de la section transversale d'un barreau, IV, 268. — *Horton*. Module de rigidité de torsion et température, IV, 283. — *Buchanan*. Compressibilité des solides, IV, 283. — *Lussana*. Propriétés thermiques des solides et des liquides, IV, 313. — *Richards* et *Stull*. Mesure des compressibilités, IV, 368. — *Bouasse* et *Berthier*. Allongements par flexion, IV, 821. — *Mallock*. Mesure du coefficient d'élasticité de volume des métaux, V, 188. — *Dewar* et *Hadfield*. Effet de la température de l'air liquide sur les propriétés du fer, V, 205. — *Horton*. Module de rigidité torsionnelle des fibres de quartz, V, 209. —

Hopkinson. Effet des tensions momentanées sur les métaux, V, 215. — *Chree*. Elasticité de volume, V, 215. — *Orlando*. Problèmes d'équilibre élastique, V, 360. — *Id*. Déformation d'un solide isotrope limité par deux plans parallèles, V, 366. — *Grimaldi* et *Accola*. Mesure des petits allongements, V, 361. — *Gamba*. Propriétés élastiques du marbre, V, 788.

Schedd et *Ingersol*. Module et limite d'élasticité du caoutchouc, IV, 74. — *Cantone*. Coefficient de Poisson pour le caoutchouc, IV, 812.

Elasticité des fluides. — *Carnazzi*. Compressibilité du mercure, IV, 299. — Pour les gaz, voir plus loin à la *Chaleur :* Dilatation et compressibilité des fluides.

Capillarité. — *Bakker*. Théorie de la capillarité, IV, 59. Epaisseur de la couche capillaire, IV, 96, 373. Théorie de la couche capillaire, V, 99. Equation d'état de la couche capillaire, V, 550. — *Varenne* et *Godefroy*. Chronostiliscope de Varenne, IV, 140. — *Kolowrat-Tcherwinsky*. Tension superficielle, IV, 652. — *Kucera*. Constantes capillaires, IV, 715. — *Boll* et *Guye*. Tensions superficielles de quelques liquides organiques, IV, 727. — *Guglielmo*. Détermination de la tension superficielle, IV, 809. — *Petrowa*. Tension superficielle du mercure solidifié, V, 288. — *Ollivier*. Influence de la compressibilité sur la formation des gouttes, V, 854. Surfaces à angle de raccordement nul, V, 864.

Viscosité des fluides. — *Beck*. Frottement interne relatif aux liquides, IV, 64. — *Scarpa*. Viscosité des solutions d'eau et de phénol, IV, 385. — *Hebhler*. Viscosité et conductibilité des solutions concentrées de sels, IV, 518. — *Trouton* et *Andrews*. Viscosité de quelques substances, V, 147. — *Dunstan*. Frottement interne des mélanges liquides, V, 356. — *Hosking*. Conductibilite et Fluidité, V, 148. — *Bonsfield* et *Lowry*. *Id.*, V, 200. — *Rossi* et *Scarpa*. Viscosité de quelques colloïdes inorganiques, V, 783.

Diffusion. — *Thovert*. Diffusion et viscosité, IV, 146. — *Graham*. Diffusion des sels en solution, IV, 630. — *Oholm*. Diffusion des électrolytes dans l'eau, IV, 632. — *Sand*. Diffusion dans la catalyse par les colloïdes, V, 207. — *Senter*. Diffusion dans la catalyse du peroxyde de l'H par les colloïdes, V, 218. — *Yegounow*. Diffusion et poids moléculaires, V, 859.

Osmose. — *Guillemin*. Osmose, IV, 138. — *Ponsot*. *Id.*, IV, 138. — *Ariès*. Loi fondamentale des phénomènes d'osmose, IV, 230. — *Amar*. Osmose gazeuse à travers une membrane colloïdale, V, 565, 856.

CHALEUR ET THERMODYNAMIQUE. — PHYSICO-CHIMIE.

Régulateurs de température. — *Kamerlingh-Onnes*. Cryostat et bains à température basse constante, IV, 49. — *Darwin*. Thermostat électrique, IV, 466. — *Meker*. Nouveaux brûleurs, IV, 348.

Thermométrie. — *Kamerlingh-Onnes* et *Crommelin*. Mesure des très basses températures, IV, 50. — *Waidner* et *Dickinson*. Thermomètres à résistance de platine, IV, 73. Comparaison des thermomètres à mercure, IV, 73. — *Day* et *Allen*. Mesure des températures jusqu'à 1.000°, IV, 75. — *Day* et *Orstrand*. Le corps noir et la mesure des températures élevées, IV, 212. — *Jacquerod* et *Perrot*. Emploi de l'hélium, IV, 240. — *Harker*. Etalons de haute température, IV, 277. — *Dewar*. Thermomètre à résistance électrique à la température de l'H bouillant, IV, 281. — *Meilinck*. Mesure de très basses températures, V, 140. — *Kamer-*

spécifique d'un fluide dans des espaces capillaires, IV, 598. — *Vesendonk*. Remarques de thermodynamique, IV, 770. — *Andrault*. Rendement d'une machine thermique réversible, V, 97. — *Kotournitsky*. Note sur une expérience de Hirn, V, 280. — *Hough*. Equivalent mécanique de la chaleur de vaporisation de l'eau, V, 495. — *Fredey*. Sur la signification exacte du principe de Carnot, V, 562. — *Boynton*. Potentiel thermodynamique, V, 618. — *Belluzo*. Principe de thermodynamique graphique, V, 703. — *Rubens*. Équivalent mécanique de la chaleur, V, 874.

Lussana. Propriétés thermiques des solides et des liquides, IV, 313. — *Duhem*. Métaux flués, IV, 385. — *Bénédicks*. Sur l'application de la formule de Van der Waals à l'état solide, V, 368.

Bumstead. Variation de l'entropie, IV, 261. — *Marchis*. Diagramme entropique d'un système formé d'un liquide et de sa vapeur saturée, IV, 509. — *Tschoukareff*. Energie intérieure d'un système gaz-liquide, IV, 653.

Mécanique moléculaire. — *Lorentz*. Thermodynamique et théorie cinétique, IV, 533. — *Langevin*. Formule fondamentale de la théorie cinétique, IV, 580. — *H. Poincaré*. Dynamique de l'électron, IV, 601. Réflexions sur la théorie cinétique des gaz, V, 369.

Physicochimie.

Chimie générale. — *Guye* et *Mallet*. Poids atomiques de l'O et de l'H, IV, 153. — *Jacquerod* et *Bogdan*. Détermination du poids atomique de l'Az, IV, 228. — *Guye*. Nouveau mode de calcul des poids moléculaires, IV, 599. — *Guye* et *Bogdan*. Détermination du poids atomique de l'azote, V, 499. — *Jacquerod* et *Bogdan*. *Id.*, V, 499. — *Guye*. Déterminations physicochimiques exactes des poids moléculaires, V, 225.

Lo Surdo. Sur les prétendues variations de poids dans quelques réactions chimiques, IV, 244. — *Barendrecht*. Mode d'action des enzymes, IV, 372. — *Le Bel*. Constitution de l'ammonium, IV, 383. — *Ostwald*. Eléments et combinaisons, IV, 383. — *Copaux*. Propriétés physiques comparatives du cuivre et du nickel purs, IV, 691. — *Cohen*, *Collins* et *Strengers*. Etudes physicochimiques sur l'antimoine dit explosif, IV, 630. — *Brönsted*. Sur la réduction du chlorure de mercure par l'argent, IV, 633. — *Morley*. Quantité d'humidité laissée dans un gaz par son passage sur l'anhydride phosphorique, IV, 731. — *Moureu*. Détermination des gaz tarés dans les mélanges gazeux naturels, V, 557.

Équilibre chimique. — Vitesses de transformations. — *Roozeboom*. Représentation dans l'espace des domaines des phases des systèmes binaires, IV, 29. Equilibre dans les systèmes acétaldéhyde et paraldéhyde, IV, 30. — *Van der Waals*. L'équilibre d'un solide avec une phase fluide, IV, 36. — *Raveau*. Démonstration élémentaire de la règle des phases, IV, 148. — *Ponsot*. *Id.*, IV, 149. — *Matignon*. Prévision d'une réaction chimique formant un système monovariant, IV, 588. — *Armstrong*. Retard de combustion par l'oxygène, V, 193. — *Perman* et *Atkinson*. Décomposition de l'ammoniaque par la chaleur, V, 194. — *Chapman* et *Burgess*. Période d'induction chimique dans l'union de H et Cl, V, 209. — *Van der Waals*. Quelques remarques sur l'allure de la transformation moléculaire, IV, 30. — *Ariès*. Sur les conditions de l'état indifférent, IV, 146. — *Gaillard*. Sur le temps que la précipitation met à apparaître, IV, 590.

Thermodynamique des mélanges. — *Van der Waals*. Phénomènes critiques de liquides partiellement miscibles, IV, 31. Relations entre les phases coexistantes d'un mélange binaire, V, 133. — *Smiths*. Courbe de solubilité au voisinage de la

ACOUSTIQUE.

Reproduction acoustique de la parole, V, 275. — *Bonnier*. Théories actuelles de l'audition, V, 578. — *Bévier*. Les voyelles A, O,U, V, 622. — *Zambiasi*. Base scientifique de la musique, V, 782. Un chapitre d'acoustique musicale, V. 782.

OPTIQUE. — RADIATIONS.

OPTIQUE GÉOMÉTRIQUE. — *Chabrié*. Appareil optique à forts grossissements. IV, 142. — *Richley*. Essai des miroirs optiques, IV, 214. — *Burch*. Lentilles cylindriques, IV, 282. — *Taudin-Chabot*. Réflexion sur une surface courbe naturelle, IV, 453. — *Berget*. Visée de larges surfaces de mercure, IV, 581. — *Lœwy*. Précautions à prendre dans les recherches de haute précision, IV, 588. — *Boussinesq*. Construction des rayons lumineux pénétrant par une surface plane dans un milieu opaque homogène, IV, 592. — *Prytz*. Détermination microscopique de la position d'une surface réfléchissante, IV, 774. — *Chalmers*. Théorie des objets symétriques, V, 209. — *Behn*. Superposition des pénombres, V, 487. — *Hall*. Réflexion totale, V, 627. — *Gullstrand*. Astigmatisme et aberration, V, 676. — *Anderson*. Mesure de la distance focale, V, 778. — *Rozet*. Ombres volantes au lever et au coucher du soleil, V, 858.

Thovert. Profondeur de champ et foyer des objectifs photographiques, IV, 233. — *Millochau*. Nouveau système de micromètre, IV, 236. — *Haudié*. Grossissement et champ des lunettes, IV, 699. — *Pigeon*. Stéréoscope dièdre à grand champ, V, 292. — *Malassez*. Pouvoir grossissant des objectifs microscopiques, V, 300. Puissance, V, 565. Distance focale, V, 858. — *Winkelmann*. Théorie du microscope d'Abbe, V, 681. — *Scarpa*. Observations ultra-microscopiques. V, 783.

OPTIQUE PHYSIOLOGIQUE. — *Polack*. Phénomène d'adaptation rétinienne dans la vision des couleurs faibles, IV, 243. — *Hastings*. Imperfections de l'œil humain, IV, 578. — *Goldhammer*. Sensibilite de l'œil aux couleurs, IV, 771. — *Grünberg*. Équation des couleurs à l'aide des trois sensations fondamentales, IV, 789. — *Violle* et *Berthier*. Stéréoscopie sans stéréoscope, IV, 237. — *Helbronner*. Téléstéréoscope, IV, 241.

OPTIQUE PHYSIQUE. — INTERFÉRENCES. — *Mac Clellan*. Interférences obtenues par le biprisme, IV, 577. — *Lippmann*. Interférences produites par deux miroirs perpendiculaires, IV, 579. — *Gehrcke*. Phénomène d'interférence présenté par les réseaux à échelons, V, 679. — *Meslin* Interférences produites par un réseau limitant une lame mince, V, 725, 860 — *Johonnott*. La tache noire dans les lames liquides minces, V, 775. — *Hamy*. Franges de réflexion des lames argentées, V, 789. — *Ponsot*. Photographie interférentielle, V, 867.

Pfaundler. Franges sombres dans les spectres superposés obtenus par le procédé Zenker, IV, 449. — *Lehmann*. Spectres de Lippmann du 2e et du 3e ordre, IV, 454. — *Lippmann*. Photographies en couleurs de spectres négatifs par transmission, IV, 560.

DIFFRACTION. — *Braun*. L'expérience des réseaux de Hertz avec les radiations visibles, IV, 530.

RÉFLEXION. — RÉFRACTION. — *Edmunds*. Réflexions métalliques du sélénium, IV, 65. Pouvoir réflecteur du sélénium, IV, 70. — *Coblentz*. Reflexion et réfraction à la surface de séparation de deux milieux dont les courbes de dispersion se coupent, IV, 74. — *Seeliger*. Perte de lumière par réfraction, IV, 113. — *Muller* et *Kœnigsberger*. Pouvoir réflecteur du fer passif, IV, 124. — *Id. Id.*, et du fer actif, IV, 124. — *Bernoulli*. Etude optique des miroirs métalliques, IV, 124. —

Radiations.

ÉLECTRICITÉ ET MAGNÉTISME.

Mesures.

Électrotechnique. — Applications.

ÉLECTRO-OPTIQUE ET IONISATION.

Radioactivité.

EMANATION. — *Debierne*. Emanation du radium, IV, 145. — *Tommasina*. Radioactivité induite par l'émanation des fils incandescents, IV, 155. — *Ramsay*. Emanation du radium, IV, 157. — *Indrickson. Id.*, IV, 644. -- *Le Rossignol* et *Gimingham*. Vitesse de décroissement de l'émanation du thorium, IV, 196. — *Rutherford*. Produits de la transformation lente du radium. IV, 207; V, 116. — *Ramsay* et *Soddy*. Production d'hélium par le radium, IV, 285. — *Himstedt* et *Meyer*. *Id.*, IV, 520: V, 493. — *Ramsay* et *Collie*. Spectre de l'émanation du radium, IV, 288. — *Battelli* et *Maccarrone*. Les émanations radioactives sont-elles électrisées? IV, 816. — *Gockel*. Emanations radioactives dans l'atmosphère, IV, 900. — *Becquerel*. Emission secondaire, IV, 401. — *Hartmann*. Spectre d'émission de l'émanium, IV, 902. — *Makower*. Emanations du radium et du thorium, V, 56. — *Slater*. Activité induite du thorium, V, 67. Emission d'électricité négative par les émanations du radium et du thorium. V, 121. — *Crookes*. Action des émanations du radium sur le diamant, V, 188. — *Boltwood*. Radium produit par transformation de l'uranium, V, 220. Derniers produits de transformation, V, 221. — *Baskerville* et *Lockhart*. Action de l'émanation du radium, V, 223. — *Debierne*. Gaz produits par l'actinium, V, 295. — *Dadourian*. Radioactivité de l'émanation du radium, V, 630.

RAYONS N ET ÉMISSION PESANTE. — *Le Roux*. Phénomènes accompagnant la contemplation des surfaces faiblement éclairées. IV, 162. — *Charpentier*, *Meyer*, *Lambert*, *Bichat*, *Ballet*, *Bagard*, *Macé de Lépinay*, *Colson*, *Becquerel*, *Broca*, *Blondlot*, *Rothé*, *Gutton* Sur les rayons N (Comptes rendus à l'Ac. des Sciences), IV, 161. — *Gutton*. Action des oscillations hertziennes sur les sources de lumière peu intenses, IV, 152. — *Becquerel*. Sur la nature des rayons N et N_1. IV, 226. — *Blondlot*. Les rayons N, IV, 226. — *Bichat*. *Id.*, IV, 126. -- *Bordier*, *Weiss* et *Bull*. *Id.*, IV, 227. — *Chanoz* et *Perrigot*. *Id.*, IV, 582. — *Blondlot*. Emission pesante. IV, 162, 225. — *Poszena*. *Id.*, IV, 293. — *Taudin-Chabot*. Radiation ou émission nouvelle, IV, 904. — *Turpain*. A propos des rayons N, V, 343. — *Mascart*. Sur les rayons N, V, 358. — *Gutton*. Expériences photographiques sur l'action des rayons N sur une étincelle oscillante, V, 559. — *Salvioni*. Sur les rayons N. V, 701.

(Voir au paragraphe : **Propagation de la lumière,** les articles relatifs à l'influence du mouvement de la Terre et à l'application de la théorie des électrons à ce problème, notamment *Langevin*, IV, 597.)

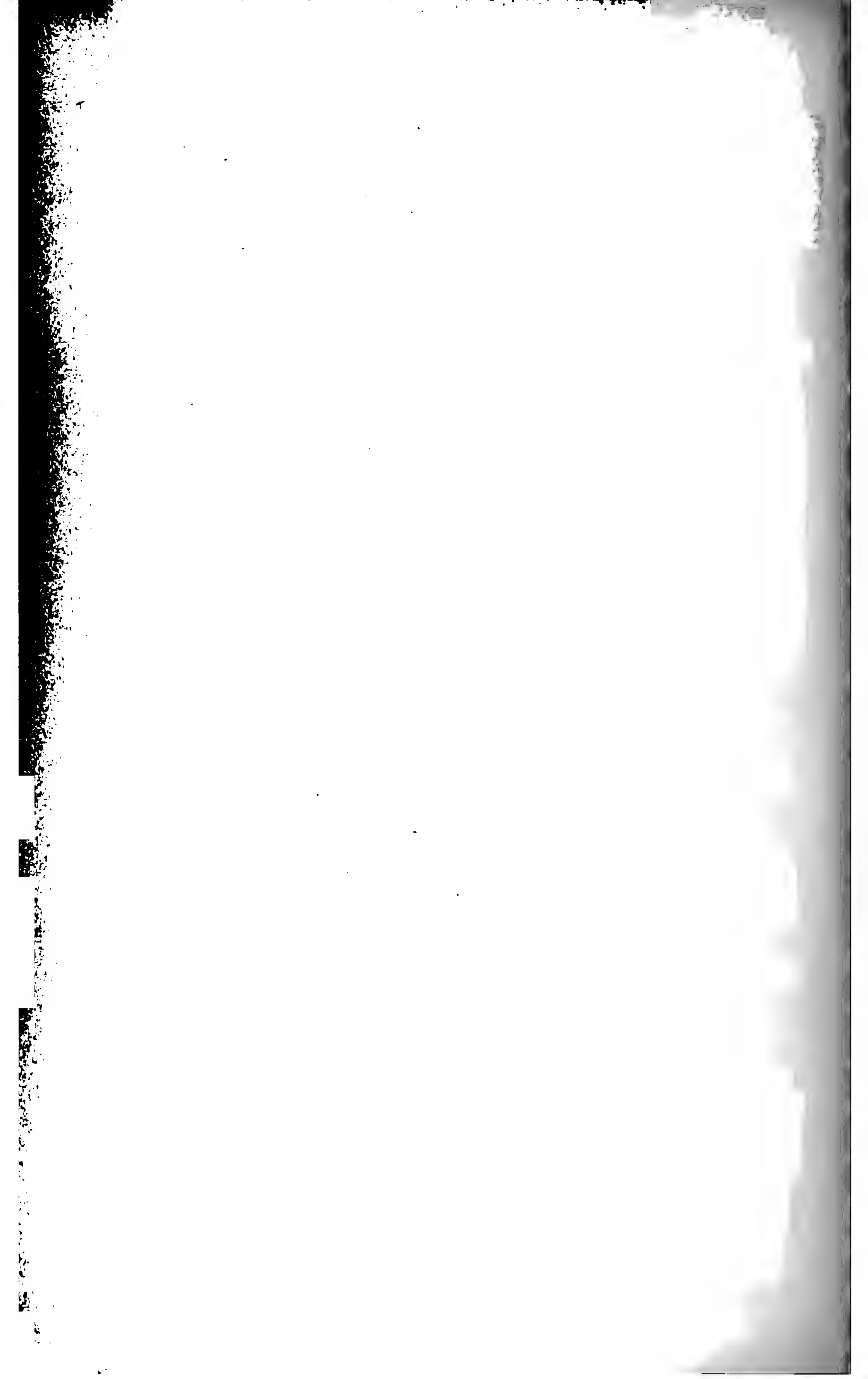
Ionisation des gaz.

GÉNÉRALITÉS. — *Nordmann*. Ionographe, IV, 158, 258. — *Walker*. Vitesse de recombinaison dans les ions, IV, 198. — *M. Clung*. Réponse, IV, 198. Ionisation par les rayons X, IV, 199. — *Jaffé*. Conductivité des gaz contenus dans des vases de petite dimension, IV, 205. — *Eve*. Ionisation par les rayons X et le radium. IV, 206. — *Walter*. Courants de saturation, IV, 208. — *Townsend* et *Hurst*. Genèse des ions par le mouvement des ions positifs, IV, 212. — *Chauveau*. Déperdition de l'électricité dans l'air au voisinage des sources thermales, IV. 235. — *Moreau*. Nouvelle catégorie d'ions, IV, 240. — *Langevin*. Recombinaison et diffusion des ions gazeux, IV, 322. — *Barus*. Noyaux de condensation produits par les rayons X, IV, 572. Noyaux de condensation, V, 224. Couronnes dans les condensations produites dans l'air dénué de poussière, IV, 573. — *Nordmann*. esure de la conductibilité des diélectriques au moyen des gaz ionisés, IV, 580. — *Langevin* et *Moulin*. Enregistreur des ions de l'atmosphère, IV, 585. — *Duane*. Ionisation de l'air en présence de l'émanation du radium, IV, 589, 605. — *Borgmann*. Electrisation par l'air, IV, 649. Ionisation de l'air dans un cylindre

MÉTÉOROLOGIE ET PHYSIQUE COSMIQUE.

HISTOIRE DE LA PHYSIQUE.

TOURS, IMP. DESLIS FRÈRES, 6, RUE GAMBETTA.



DÉCEMBRE 1906.

(Voir la suite à la page 2.)